



Micro-sources X-UV incohérente et cohérente par décharge capillaire ultra-rapide.

Pierre Loiseleur

► To cite this version:

Pierre Loiseleur. Micro-sources X-UV incohérente et cohérente par décharge capillaire ultra-rapide.. Physique [physics]. Ecole Polytechnique X, 2004. Français. NNT: . pastel-00000829

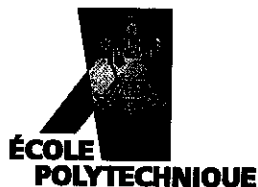
HAL Id: pastel-00000829

<https://pastel.archives-ouvertes.fr/pastel-00000829>

Submitted on 21 Jul 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE DE DOCTORAT DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

**Spécialité
PHYSIQUE**

**Présentée par
Pierre Loiseleur**

Pour obtenir le grade de DOCTEUR DE L'ÉCOLE POLYTECHNIQUE

Sujet de la thèse :

**Etude expérimentale et numérique
d'une décharge capillaire de haute puissance pulsée
en vue de produire du rayonnement X-UV cohérent**

Soutenue le 22 mars 2004 devant le jury de thèse composé de :

**Annie Klisnick
Jean Larour
James Lunney
Jean-Michel Pouvesle
Vincent Puech**

**Présidente
Directeur de thèse
Examineur
Rapporteur
Rapporteur**

Remerciements

Je commence par remercier Jean-Marcel RAX, directeur du Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas, pour son accueil, sa capacité à transmettre le goût de la physique, et pour sa confiance toujours renouvelée.

Bien sûr, je remercie mon directeur de thèse Jean LAROUR qui s'est toujours montré disponible et qui a relu avec attention et exigence ce manuscrit.

Je voudrais également dire merci à Léonid ARANTCHOUK, qui m'a prodigué ses conseils et fait partager son savoir-faire, à Jean ROUS, qui m'a aidé à mettre l'expérience en route, ainsi qu'aux autres chercheurs du laboratoire, qui m'ont toujours considéré avec sympathie.

Par ailleurs, je manifeste toute ma reconnaissance aux ingénieurs, techniciens et administratifs du laboratoire pour leur compétence et leur disponibilité, tout particulièrement Philippe AUVRAY, partenaire indispensable pour mener les expériences, et Bruno DUFOUR, qui a réalisé la plupart des pièces à l'atelier de mécanique.

Enfin, je souhaite saluer mes camarades doctorants et jeunes docteurs : Sébastien DINE, Bassima TALEB, Amélie PERRET, Richard COUSIN, Nicolas PLIHON, Nicolas LEMOINE, Nicolas BULCOURT, Andrey IVANOV, Cormac CORR, Hana ABADA et Valériy LISOVSKY, pour leurs discussions, scientifiques et parfois moins scientifiques, et pour leur sens de la camaraderie.

En dehors du laboratoire, je souhaite remercier le professeur James LUNNEY, qui m'a accueilli deux fois à Dublin pour les expériences de spectroscopie à *Trinity College*, et le professeur Mario FAVRE, qui m'a reçu un mois à l'Université Catholique de Santiago.

Je voudrais également remercier les rapporteurs pour leur travail de lecture attentive, ainsi que les autres membres du jury pour leur intérêt à mes travaux.

Comment ne pas exprimer toute ma sympathie aux doctorants (et aux jeunes docteurs) de X'Doc, l'association des doctorants de l'Ecole Polytechnique.

Enfin, *last but not least*, je remercie ma famille et tout spécialement Liliane, qui m'ont apporté leur soutien inconditionnel et continu.

Table des matières

Introduction	3
1 Le rayonnement X-UV	5
1.1 Un peu d'histoire	5
1.2 Les sources de rayonnement X-UV	8
1.3 Les lasers X pompés par laser	13
1.4 Les lasers X pompés par décharge électrique	17
2 Éléments de physique des lasers X	21
2.1 Rayonnement X-UV et amplification laser	21
2.2 Le schéma d'excitation collisionnelle	22
2.3 Les autres schémas de laser X	28
2.4 Intensité spectrale, gain et saturation	30
3 Description du montage expérimental	33
3.1 Principe du circuit électrique	33
3.2 Le générateur de Marx	34
3.3 La ligne à eau	38
3.4 Le capillaire	46
4 Diagnostics et synchronisation	49
4.1 Diagnostics électriques	49
4.2 Diagnostics du rayonnement émis	65
4.3 Synchronisation des systèmes expérimentaux	72
5 Simulations numériques du système de puissance pulsée	75
5.1 Des simulations, pour quoi faire ?	75
5.2 Algorithme du code	76
5.3 Résultats numériques	89

6 Résultats expérimentaux	103
6.1 Réalisation du montage électrique	103
6.2 Spectroscopie d'émission XUV	113
Conclusion	129
Bibliographie classée par ordre alphabétique	131
Bibliographie classée par thèmes	139

Introduction

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire de Physique et Technologie des Plasmas de l'Ecole Polytechnique, dont les trois axes de recherche sont les diagnostics des plasmas de fusion thermonucléaire, les réacteurs industriels à plasma froid et les plasmas chauds créés par de fortes impulsions de courant. Les décharges capillaires rapides font partie de cette troisième activité. Elles sont utilisées pour leur rayonnement intense dans le domaine des ultraviolets du vide et des rayons X mous. Il s'agit de décharges électriques pulsées (quelques dizaines de kiloampères) que l'on fait passer à travers un tube long et fin. Typiquement, le diamètre est de l'ordre du millimètre et la longueur est de quelques centimètres. Le tube contient un gaz, en général un gaz rare à une pression de l'ordre du millibar. Sous l'effet du fort courant électrique, la colonne de gaz à l'intérieur du tube s'ionise. De plus, le champ magnétique intense à sa surface comprime le plasma ainsi formé jusqu'à un diamètre de quelques centaines de microns, ce qui explique la dénomination de décharge capillaire.

Au début de la thèse en 2000, le laboratoire possédait un dispositif expérimental dissipant une énergie d'environ un joule en quelques nanosecondes dans un capillaire contenant du xénon, dans le but d'émettre un rayonnement autour de 13 nm susceptible d'intéresser l'industrie électronique. Il participait à un réseau européen appelé FACADIX (*FAst CApillary DIsgarge for soft-X-ray radiation*). Dans le cadre de ce réseau, nous avons mené une campagne de mesures en octobre 2000 au *Trinity College of Dublin*, en Irlande, dans l'équipe du professeur James Lunney. Ces expériences ont permis d'une part de calibrer le spectroscope X-UV du laboratoire (dans la région entre 5 et 50 nm), d'autre part de réaliser une étude de spectroscopie résolue en temps de plume plasma créée par laser, qui a été publiée.

Dans le courant de l'année 2001, avec la fin du cinquième Plan Cadre de Recherche et Développement de l'Union Européenne, le réseau Facadix n'a pas été renouvelé. Néanmoins les contacts ont été conservés, et nous avons fait des expériences de spectroscopie X-UV de décharges capillaires pendant le mois de juillet 2001 à l'Université Pontificale de Santiago du Chili. Les résultats n'ont pas été très encourageants, c'est pourquoi nous avons décidé de nous orienter vers une décharge ayant plus d'énergie, avec un système qui pourrait permettre de réaliser un laser X dans l'argon à la longueur d'onde de 47 nm. Une telle décharge fut démontrée pour la première fois par une équipe du Colorado en 1994, mais sept ans après aucun laboratoire n'avait réussi à reproduire ces résultats.

En lisant attentivement les publications, les points-clés sont apparus : en partant d'une énergie de quelques centaines de joules, il faut une décharge rapide, avec une trentaine de kiloampères en un temps de montée du courant de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, précédée d'une décharge de faible courant pour pré-ioniser le gaz dans le tube capillaire. Nous avons au laboratoire le matériel nécessaire pour un tel montage : des condensateurs de haute tension, une ligne coaxiale de formation d'impulsion, des éclateurs. Nous avons conçu, testé et assemblé les différents éléments du montage. Mais de nombreux problèmes sont apparus, de claquage en surface au niveau du Marx, ou encore de claquage à travers la paroi du tube capillaire en céramique, ce qui a retardé le calendrier. Pour mieux comprendre l'origine de ces problèmes, nous avons mené, parallèlement au travail expérimental, des calculs de champ électrostatique dans la région du capillaire et des simulations par éléments finis du comportement électrique de l'ensemble du montage. Ceci nous a amenés à redessiner et à faire refaire à l'atelier l'ensemble du retour de masse au niveau du capillaire.

Ayant consommé beaucoup de temps pour régler les problèmes de génie électrique, nous n'avons pas pu réaliser une campagne expérimentale aussi complète que nous l'aurions souhaité, et pour l'instant nous n'avons pas relevé d'amplification de la raie à 47 nm. Néanmoins depuis septembre 2003, le système fonctionne de façon satisfaisante, et permet d'effectuer des mesures de spectroscopie X-UV résolue en temps. Ces dernières révèlent que nous sommes dans des conditions de plasma assez proches de l'amplification.

Ce document est partagé en six chapitres. Nous commençons par retracer l'histoire de la découverte du rayonnement intermédiaire entre les ultraviolets et les rayons X, et nous dressons un état de l'art des sources de ce rayonnement, et plus particulièrement des sources cohérentes : les lasers X. Puis nous évoquons les éléments de physique nécessaires pour comprendre les phénomènes en jeu dans cette catégorie de laser. Ensuite, nous décrivons le montage expérimental, expliquant le fonctionnement de ses diverses composantes et des diagnostics électriques et optiques. Dans le cinquième chapitre, nous présentons le code de calcul que nous avons mis au point pour simuler le comportement électrique de l'ensemble du système. Enfin, nous donnons les principaux résultats que nous avons obtenus. L'annonce récente par l'équipe du Colorado d'un laser X par décharge capillaire à 13 nm atteste du potentiel de ce nouveau type de laser et montre que cette activité expérimentale mérite d'être poursuivie au laboratoire.

Chapitre 1

Le rayonnement X-UV

1.1 Un peu d'histoire

1.1.1 La genèse de l'optique

Les fondements de l'optique, en tant que discipline scientifique, remontent au XVII^{ème} siècle dans les études de Descartes sur la réfraction de la lumière et de Newton sur la décomposition de la lumière blanche par un prisme (voir le tableau chronologique 1.1). Dans ces travaux, le détecteur optique est l'œil, capable de distinguer les différentes couleurs. Il faudra attendre 1800 pour que l'astronome Herschel découvre l'effet thermique du rayonnement infrarouge émis par le soleil. Immédiatement, cette découverte provoque l'attention des scientifiques sur un rayonnement de l'autre côté du spectre visible. Ce sont Ritter et Wollaston qui démontreront en 1801 l'existence du rayonnement ultraviolet par son effet chimique sur des sels d'argent. Le premier spectroscope, composé d'un collimateur, d'un prisme et d'une lunette, fut construit par Fraunhofer en 1815, et perfectionné en 1870 par Rowland en remplaçant le prisme par un réseau concave gravé. En plaçant la fente d'entrée du spectroscope sur un cercle tangent au réseau et dont le diamètre est égal au rayon de courbure du réseau, le spectre est focalisé sur ce même cercle, appelé cercle de Rowland. En 1868, Ångström est le premier à mesurer les longueurs d'onde de la lumière visible. On peut alors traduire par une valeur chiffrée les couleurs : $0,7\ \mu\text{m}$ pour le rouge, $0,4\ \mu\text{m}$ pour le violet. Au delà du violet, on observe par des méthodes photographiques des raies jusqu'à environ $0,2\ \mu\text{m}$, où les spectres s'arrêtent brutalement. Il n'existe alors aucune explication à cette limite.

1.1.2 La découverte des ultraviolets du vide

C'est un ingénieur allemand en mécanique, Victor Schumann, qui a obtenu le premier des spectres allant au delà de cette limite de $0,2\ \mu\text{m}$. Il a commencé à s'intéresser à la photographie, technique nouvelle et encore balbutiante, en 1872. Plus particulièrement, il s'est penché sur la sensibilité des plaques photographiques en fonction de la longueur d'onde.

Date	Auteur	Nature de la découverte
1672	Newton	Décomposition et recombinaison de la lumière blanche par un prisme
1800	Herschel	Effet thermique du rayonnement infrarouge
1801	Ritter, Wollaston	Effet chimique du rayonnement ultraviolet sur des sels d'argent
1815	Fraunhofer	Premier spectroscopie
1864	Maxwell	Formulation des équations générales des champs électriques et magnétiques
1868	Ångström	Détermination des longueurs d'onde du domaine visible (0,4 à 0,7 μm)
1870	Rowland	Spectroscopie à réseau concave gravé
1887	Hertz	Mise en évidence des ondes radio (longueur d'onde supérieure à 1 mètre)
1893	Schumann	Ultraviolet lointain très absorbé par la matière
1895	Röntgen	Rayonnement X très pénétrant
1900	Villard, Rutherford	Rayonnement gamma
1900	Wilson	Rayonnement cosmique
1914	Lyman	Observation de séries de raies émises par l'hydrogène dans l'UV lointain
1927	Osgood Dauvillier	Avec un réseau concave en incidence rasante, avec un cristal d'acide gras, réalisent la jonction entre les rayons ultraviolets et les rayons X entre 4 et 12 nm

TAB. 1.1 – Chronologie de la découverte du spectre des ondes électromagnétiques

A cette époque, on photographiait le spectre émis par une étincelle produite lors d'une décharge électrique entre deux électrodes métalliques. George Stokes avait montré qu'on observait mieux les ultraviolets en utilisant des lentilles et un prisme en quartz. En 1893, Schumann communique ses résultats à l'Académie de Vienne. Il a élucidé en même temps les trois facteurs d'absorption qui empêchaient d'observer les ultraviolets lointains : l'air, la gélatine recouvrant l'émulsion sur la plaque photographique et le quartz du prisme. Il a construit lui-même le tout premier spectroscopie sous vide, a indiqué "une nouvelle méthode pour préparer des plaques sensibles aux ultraviolets" (c'est le titre de l'une de ses publications), et a remplacé le prisme en quartz par un prisme en fluorine.

Cette découverte a ouvert la voie vers un nouveau domaine, la spectroscopie atomique et ionique. L'une des conséquences les plus marquantes en est la découverte en 1914 par Lyman, aux Etats-Unis, d'une série de raies émises par l'hydrogène, dont la première se situe à 121,6 nm. L'interprétation de cette série de Lyman sera l'une des premières confirmations expérimentales des travaux en mécanique quantique dans les années 1920.

Le rayonnement X, de longueur d'onde 1000 fois plus petite que l'ultraviolet, sera découvert par Röntgen deux ans après la mise en évidence des ultraviolets

lointains. A cause de leur très petite longueur d'onde, les rayons X sont étudiés par diffraction sur des réseaux moléculaires (en général des cristaux), alors que les X-UV sont décomposés par des réseaux gravés mécaniquement. Il faudra cependant attendre plus d'un quart de siècle pour démontrer expérimentalement la continuité entre les rayons X et les ultraviolets lointains. En 1927, au moyen d'un réseau concave employé en incidence rasante, Osgood mesure des spectres ultraviolets descendant jusqu'à 4 nm. La même année, avec un cristal d'acide gras, Dauvillier mesure des spectres X montant jusqu'à 12 nm.

Autant la limite entre ultraviolets et ultraviolets du vide est clairement définie à 195 nm par l'absorption de l'oxygène de l'air, autant il n'existe pas de limite précise entre les ultraviolets lointains et les rayons X mous. La figure 1.1 présente les différentes dénominations du rayonnement dans cette région. On remarquera la région entre 125 et 195 nm, limites d'absorption respectivement de la fluorine et de l'oxygène, appelée région de Schumann en l'honneur du pionnier de la spectroscopie sous vide. On appelle Extrême UltraViolet (EUV) le rayonnement en deçà de 105 nm, limite du fluorure de lithium, jusqu'aux rayons X à quelques nanomètres. Il est fortement absorbé par tous les éléments, de l'hydrogène à l'uranium. Pour donner une idée, 1 cm de gaz argon à un millième de la pression atmosphérique absorbe plus de la moitié du rayonnement entre 40 et 60 nm, et une feuille d'aluminium épaisse de 1 micron ne laisse guère passer plus de 10 % du même rayonnement. Ceci impose de travailler sous vide, l'usage de lentilles ou de prismes est proscrit. De plus, il n'existe pas de miroirs performants pour l'EUV. On peut utiliser en incidence rasante des miroirs concaves recouverts d'or. Cependant, en recouvrant un substrat de couches minces, on sait fabriquer des miroirs ayant, par interférences constructives, un taux de réflexion important à une longueur d'onde donnée. Par exemple, des miroirs à couches minces alternées de molybdène et de silicium atteignent un taux de réflexion de 70% à 13 nm sous incidence quasi-normale.

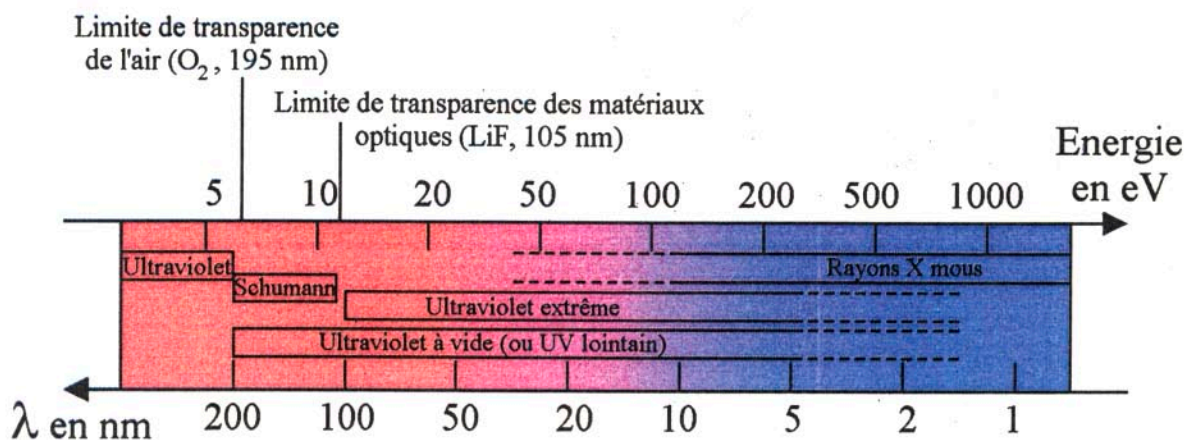


FIG. 1.1 – Spectre du rayonnement entre les ultraviolets et les rayons X

1.2 Les sources de rayonnement X-UV

1.2.1 Mécanismes physiques d'émission X-UV

S'il existe une variété considérable de sources de rayonnement, les mécanismes physiques d'émission ne sont qu'au nombre de trois.

- l'**émission spontanée** (Fig. 1.2a) : un atome neutre ou ionisé dans un état excité d'énergie E_2 peut passer à un état d'énergie E_1 , inférieure à E_2 , en émettant un photon de longueur d'onde $\lambda_{2-1} = \frac{hc}{E_2 - E_1}$
- l'**émission stimulée** (Fig. 1.2b) : le saut d'énergie de E_2 à E_1 est provoqué par l'interaction avec un photon inducteur de longueur d'onde λ_{2-1} . Au final, il apparaît un deuxième photon, le photon induit, qui a la même longueur d'onde, la même phase, la même polarisation et la même direction de propagation que le photon inducteur. C'est ce phénomène qu'on utilise dans un laser.
- le **rayonnement d'accélération ou de freinage** (Fig. 1.3) : lorsqu'une particule chargée subit une accélération, elle émet de l'énergie sous forme d'onde électromagnétique. Ce phénomène, décrit usuellement sous le vocable allemand de *bremsstrahlung* lorsque la particule est freinée, est rencontré par exemple dans les tubes qui produisent des rayons X par bombardement électronique d'une cible solide. On exploite aussi ce mécanisme dans les synchrotrons lorsque la trajectoire d'électrons rapides est courbée par un champ magnétique.

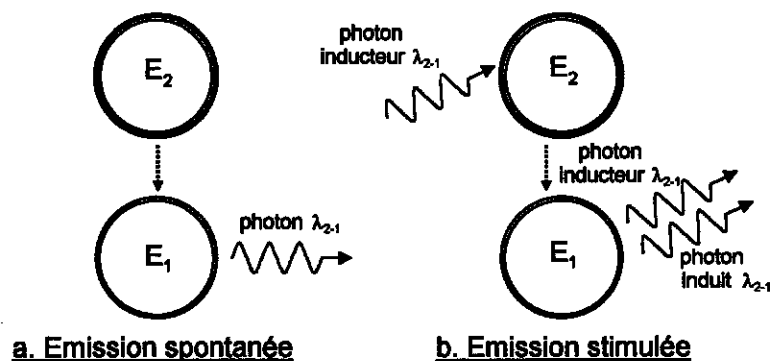


FIG. 1.2 – Emission de photon par un atome excité

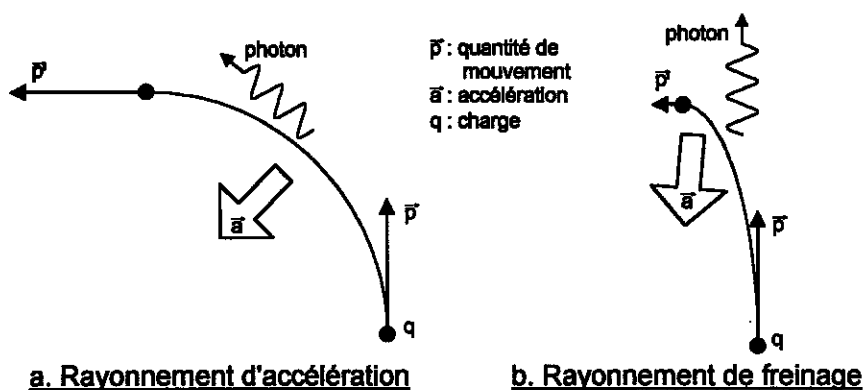


FIG. 1.3 – Rayonnements d'accélération et de freinage

1.2.2 Les décharges électriques

Les décharges électriques dans les gaz peuvent être classées en trois grandes familles : continues, pulsées et alternatives. Les décharges continues peuvent être employées comme sources spectrales depuis le visible jusqu'à l'ultraviolet lointain (par exemple les lampes à vapeur de sodium ou les lampes à deutérium). Dans les décharges pulsées, qui permettent de faire passer un courant plus intense, l'arc entre les électrodes atteint une plus grande température et par conséquent le spectre d'émission est plus énergétique. Enfin, les décharges alternatives sont employées pour générer des plasmas dits froids très utilisés dans l'industrie, depuis les tubes d'éclairage (néons) aux réacteurs RF pour la gravure ou le dépôt de couche mince en électronique.

Les étincelles entre deux boules ou deux fils métalliques sont historiquement les premières sources d'ultraviolet lointain. Schumann étudiait les spectres émis par une étincelle entre deux fils en aluminium. Dans un article de 1924 [Lyman-24], Lyman remarque qu'en déchargeant un condensateur de grande capacité à travers un tube capillaire en pyrex contenant une basse pression d'hélium, on obtient un spectre continu entre 90 et 190 nm. Il s'agit de la toute première décharge capillaire pulsée.

Vers la fin des années 60, des "éclairs glissants" (*sliding spark*) à travers des tubes capillaires percés dans du polyéthylène sont utilisés pour leur rayonnement continu dans le visible et leur spectre de raies dans le domaine XUV jusqu'à 2 nm [Bogen-68]. McCorkle, au centre de recherches d'IBM, améliore ce type de décharge en la combinant avec un faisceau d'électrons. Dès 1977, il suggère la possibilité d'obtenir une inversion de population dans le carbone pour un laser à 18,7 nm [McCorkle-77]. A défaut d'y parvenir, il montre des applications pour la microscopie d'échantillons biologiques et pour la lithographie [McCorkle-81].

Une autre sorte de décharge est appelée pseudo-étincelle (*pseudospark*), car elle a lieu entre deux électrodes en forme de disque percées en leur centre. Développée dans les années 80 [Frank-89], elle est utilisée, parmi d'autres applications, pour ses flashes de rayons XUV de courte durée.

Plus récemment, en 1998, Klosner et Silfvast ont mis au point une décharge capillaire dans le xénon [Klosner-98] présentant une émission intense autour de 13,5 nm. L'emploi de cette longueur d'onde, pour laquelle on sait fabriquer des surfaces réfléchissantes multi-couches de bonne qualité, est envisagé par les industriels des microprocesseurs pour les procédés de lithographie, qui utilisent actuellement des longueurs d'onde de 248 et 193 nm. Dans leur feuille de route, ils auront besoin en 2008 d'une source EUV émettant plus de 50 W entre 13 et 14 nm, pour maintenir une cadence de 80 galettes de silicium par heure [Murakami-01]. Ce défi stimule une intense activité de recherche et développement dans le domaine des puissances pulsées, mais aussi dans celui des lasers.

En France, un programme d'études et de développement consacré à la lithographie Extrême UV, PREUVE, réunissant industriels et universitaires, a été financé par le ministère de l'industrie. Dans le cadre de ce projet, le laboratoire GREMI à Orléans a mis au point une source EUV à décharge capillaire répétitive dans le

xénon, appelée CAPELLA[Cachoncinlle-02]. Ce prototype délivre plusieurs watts dans la bande de réflectivité des miroirs multicouches.

Enfin, on peut évoquer les décharges utilisées dans les recherches sur la fusion nucléaire contrôlée. En effet, les Z-pinch, plasma focus et bien sûr les tokamaks sont autant de décharges électriques dans lesquelles la matière est chauffée à de grandes températures, et qui permettent d'étudier expérimentalement l'émission XUV des atomes fortement ionisés.

1.2.3 Les autres sources

Les plasmas créés par laser

En focalisant un laser pulsé sur une cible solide, une petite partie du matériau est vaporisée et se détend dans l'espace. Si la puissance est suffisante, on obtient une plume de plasma qui émet jusque dans le domaine des rayons X. La cible peut aussi être une surface liquide ou un jet de gaz. Les plasmas créés par laser ont permis l'étude expérimentale du rayonnement X dur et X mou émis par les ions multi-chargés. L'avantage est d'obtenir une source ponctuelle, dont la durée peut être plus courte que celle du laser. Une description des sources X picosecondes est donnée dans [Kieffer-93]. La puissance crête obtenue par laser n'a cessé d'augmenter, passant du gigawatt dans les années 80 au térawatt dans les années 90, et actuellement certains lasers dépassent le pétawatt (voir figure 1.4). Cette augmentation en puissance est due principalement au raccourcissement des impulsions par la technique appelée CPA pour *Chirped Pulse Amplification*, où une impulsion est étirée temporellement avant d'être amplifiée, puis recomprimée. Les optiques permettent de focaliser le faisceau sur un point dont le diamètre est de l'ordre de la dizaine de microns, ce qui explique les valeurs d'éclairement jusqu'à 10^{21} W.cm⁻².

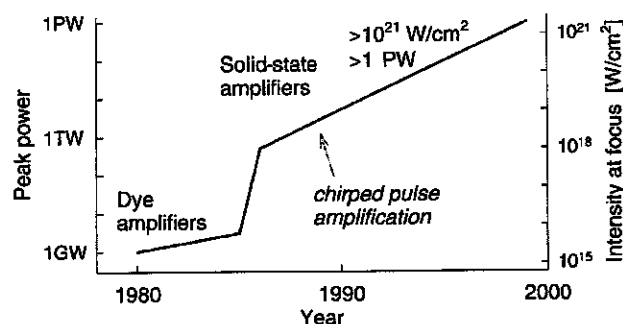


FIG. 1.4 – Evolution de la puissance et de l'intensité lumineuse maximales obtenues par laser de 1980 à 2000 (d'après [Brabec-00])

Mis à part les lasers de puissance, on trouve maintenant en fabrication industrielle des lasers délivrant dans l'infrarouge des impulsions de l'ordre du millijoule en un temps nanoseconde à femtoseconde, et dont le taux de répétition dépasse le kilohertz.

De plus courte longueur d'onde, les lasers excimères présentent des caractéristiques semblables, à part la durée d'impulsion qui est supérieure à la nanoseconde, pour des longueurs d'onde de 248 nm (KrF), 193 nm (ArF) et récemment 153 nm (F₂).

Pour la lithographie à 13 nm, dont nous avons parlé précédemment, le consortium EUV-LLC rassemblant des industriels (AMD, Intel, Motorola) et des laboratoires publics (Livermore, Berkeley, Sandia) a choisi comme source un plasma créé en focalisant un laser sur un jet supersonique de xénon [Gwyn-98]. Cette technique permet de s'affranchir des débris générés par l'ablation laser ou par les décharges électriques. Un prototype de *stepper*, machine de lithographie industrielle, fonctionnant à la longueur d'onde de 13,4 nm a été présenté au public le 11 avril 2001.

Les synchrotrons

Issus des anneaux de collision de particules, les synchrotrons sont des sources de rayonnement électromagnétique allant de l'infrarouge aux rayons X durs. Des électrons sont maintenus à une vitesse proche de celle de la lumière dans un anneau au moyen d'aimants de courbure et d'accélérateurs. Ils subissent une accélération perpendiculaire à leur trajectoire, et émettent du rayonnement tangentiellement. Des fentes permettent d'utiliser ce rayonnement dans des laboratoires adjacents : on parle de lignes de lumière. Dans les synchrotrons de première génération, les électrons avaient une trajectoire circulaire dans l'anneau. Toutes les lignes de lumière recevaient un rayonnement identique. Les synchrotrons de deuxième et maintenant de troisième génération ont une structure polygonale (voir la figure 1.5). Dans chaque segment, un ondulateur composé d'une succession d'électroaimants de polarités positive et négative donne à la trajectoire des électrons une forme sinusoïdale. La ligne de lumière en bout de segment reçoit un rayonnement dont la longueur d'onde dépend de la période spatiale de l'ondulateur. On peut donc avoir des longueurs d'onde différentes dans les lignes de lumière.

Utilisés pour étudier la matière dense ou biologique, pour calibrer des instruments, et pour bien d'autres applications, les synchrotrons sont des sources brillantes et représentent un investissement lourd dont le temps de faisceau est compté. Ils restent cependant une référence pour la caractérisation des sources X-UV.

Les étoiles

Depuis le XIX^{ème} siècle, l'astrophysique a stimulé le développement d'instruments très performants pour l'analyse du rayonnement X-UV. La connaissance des niveaux excités des ions multi-chargés dans la gamme correspondante d'énergie doit beaucoup à l'observation des plasmas stellaires et aux calculs théoriques menés en parallèle. En effet, le rayonnement ultraviolet lointain envoyé par les étoiles contient des renseignements précieux sur leur composition. Pour s'affranchir de son absorption par l'atmosphère, de nombreux satellites scientifiques sont équipés de spectroscopes et de caméras X-UV. Par exemple le satellite SOHO dédié à l'étude du soleil est équipé d'un télescope imageur dans l'Extrême UltraViolet capable d'enregistrer des images aux longueurs d'onde de 171 Å, 195 Å, 284 Å et 304 Å correspondant à des raies

respectivement de Fe IX, Fe XII, Fe XV et He II. La figure 1.6 montre la richesse d'informations que l'on peut tirer des images obtenues dans cette gamme de longueur d'onde, par comparaison avec une image prise à la longueur d'onde de 656,3 nm, correspondant à la raie H-alpha de l'hydrogène. Ces données sont disponibles en temps réel sur Internet¹.

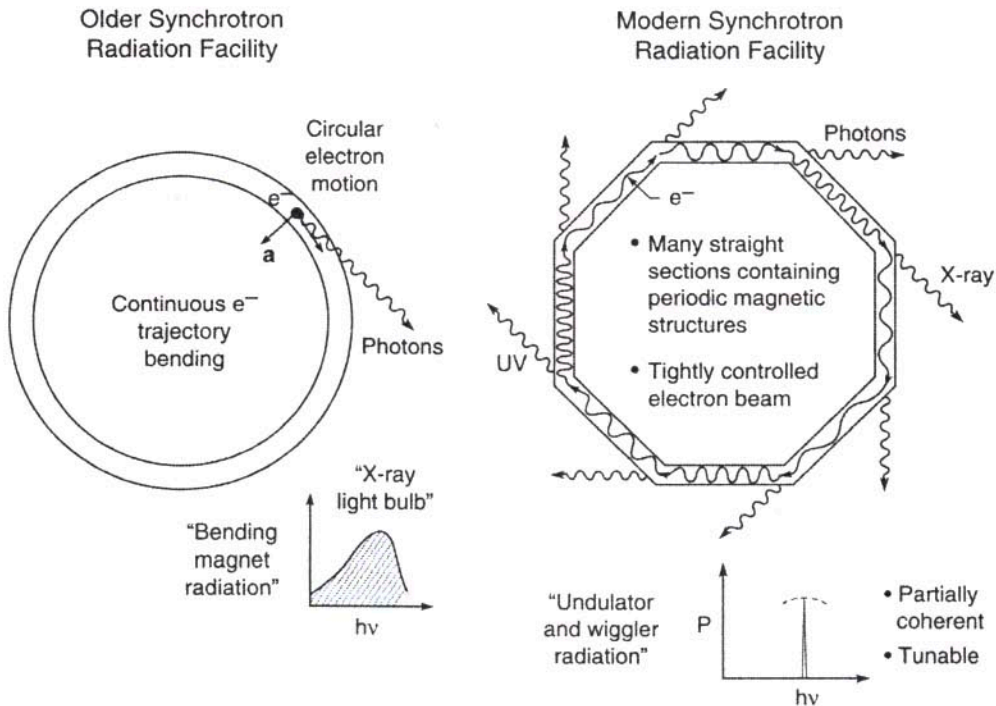


FIG. 1.5 – Synchrotrons d'ancienne et de nouvelle génération (d'après [Attwood-00])

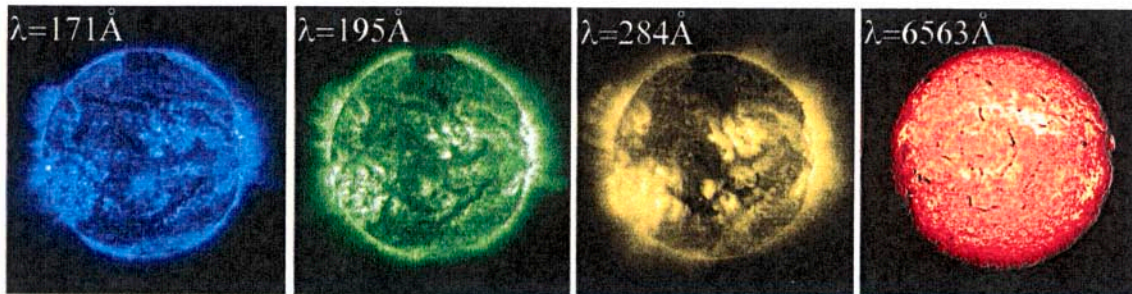


FIG. 1.6 – Trois images du soleil prises dans l'extrême UV par le satellite SOHO.
A droite, une image du soleil dans le domaine visible

¹Images SOHO : <http://sohowww.estec.esa.nl> Courtoisie de SOHO/EIT consortium. SOHO est un projet de coopération internationale entre l'ESA et la NASA.
Image H-alpha : <http://bass2000.obspm.fr> Courtoisie de l'Observatoire de Paris-Meudon-Nançay

1.3 Les lasers X pompés par laser

A notre connaissance, la plus ancienne publication au sujet des lasers X est un article des russes Gudzenko et Shelepin datant de 1964 [Gudzenko-64]. Ils explorent la possibilité d'utiliser un plasma d'hydrogène hors équilibre ayant une "absorption négative" (gain) suffisante pour obtenir un "générateur" (laser) jusque dans l'ultraviolet lointain (12,7 eV soit 98 nm, pour les transitions entre les niveaux $n=4$ et $n=1$ de l'hydrogène). Ils constatent que le temps caractéristique de l'émission spontanée vers le niveau fondamental est de l'ordre de 100 ns, alors que celui des collisions électroniques est inférieur à 0,1 ns (pour une densité électronique autour de 10^{16} cm^{-3}). Leur idée est la suivante : si l'on réussit à refroidir rapidement un plasma fortement ionisé, on obtient une brève inversion de population avant que l'équilibre radiatif ne soit atteint. C'est le schéma de recombinaison. Ils calculent un gain² de l'ordre de 1 cm^{-1} pour une densité électronique de 10^{17} cm^{-3} et à la température de 1300 K (0,1 eV).

Par contre, la plus ancienne proposition concrète de réaliser un laser X est américaine et date de 1967. Dans une lettre à *Applied Physics Letters* [Duguay-67], deux ingénieurs des *Bell Laboratories* proposent de réaliser une inversion de population en excitant les électrons des couches internes par photoionisation. Dans l'exemple du sodium, de configuration $2s^2 2p^6 3s$, en se basant sur le fait que la section efficace de photoionisation est plus de cent fois supérieure pour un électron $2p$ par rapport à un électron $3s$ pour le rayonnement compris entre 40 et 80 eV, ils espèrent peupler préférentiellement le niveau $2p^5 3s$ du sodium ionisé. Pour cela, ils imaginent une colonne de vapeur de sodium de 5 m de long pompée par un laser de puissance à onde progressive, et estiment un gain de 40 dB/m si la puissance de pompe augmente à raison de 4 GW/ns/cm^2 . Toutefois, ils butent sur l'ionisation par collision avec les électrons, qui peuple le niveau bas de la transition.

La fin des années 60 correspond à la mise au point des premiers lasers dits "de puissance". Ils délivrent une énergie de l'ordre du joule en quelques dizaines de nanosecondes, ce qui correspond à une puissance de quelques dizaines de mégawatts. A Orsay, une équipe étudie les spectres émis par un plasma d'aluminium créé par un tel laser, et observe une émission anormalement intense de la transition $2p^6 - 2p^5 3s$ de l'aluminium ionisé trois fois (Al IV), à la longueur d'onde de 16 nm [Dhez-69]. L'amplification laser est cependant loin d'être démontrée. Tout au long des années 70, les expérimentateurs français ([Jaegle-74]), russes ([Bayanov-76],[Ilyukhin-77]), anglais ([Irons-74], [Norton-75]) et américains ([Silfvast-75],[Elton-75]) parlent d'intensité anormale, d'émission améliorée ou encore de super-radiance de raies qui sont un peu plus brillantes que ce que ne prévoit la théorie de l'émission spontanée.

²Lors de l'amplification laser, lorsque le rayonnement traverse la région présentant l'inversion de population, son intensité augmente exponentiellement avec la longueur parcourue dans cette région. Le coefficient, homogène à l'inverse d'une longueur, est appelé le gain. L'effet laser devient incontestable lorsque le produit gain-longueur est supérieur à 5, ce qui correspond à une amplification de la raie d'un facteur supérieur à 150 ($e^{GL} > 150$). Des développements plus complets sur l'intensité des lasers X sont l'objet de la section 2.4

En 1976, un nouveau schéma est proposé par des théoriciens russes [Zherikhin-76]. Il s'agit d'obtenir une inversion de population entre les niveaux $2p^53p$ et $2p^53s$ dans les ions néonoïdes (c'est-à-dire ayant 10 électrons, comme l'atome de néon). Remarquant que le niveau $2p^53p$ est métastable, car la transition radiative vers l'état fondamental est interdite par les règles quantiques, ils en déduisent que sa durée de vie est plus longue que celle de l'autre niveau. Si l'on peuple ce niveau excité par collision avec des électrons énergétiques, on peut donc obtenir une inversion de population pour la raie $3s - 3p$. Ce mécanisme, qui est celui utilisé à l'heure actuelle dans les meilleures installations de laser X, est appelé schéma d'excitation collisionnelle. Nous le décrirons plus amplement dans le prochain chapitre.

Cependant, avant de s'aventurer sur le terrain expérimental, il fallait d'une part s'assurer que les collisions avec les électrons seraient en mesure de peupler les niveaux excités, et d'autre part connaître de façon détaillée les interactions entre les différents niveaux excités. Au début des années 80, les ordinateurs se répandent dans les centres universitaires. Ceci permet aux théoriciens de calculer de manière approchée, à partir de la mécanique quantique, les niveaux d'énergie, probabilités d'émission spontanée et forces d'oscillateur des ions multi-chargés. A partir de ces données, on peut déterminer la répartition des différents niveaux d'énergie à l'équilibre radiatif, pour une densité et température des électrons données, et par conséquent avoir une estimation de l'inversion de population, qui est directement proportionnelle au gain du laser. Les premiers à avoir mené ce genre de calculs sont des russes [Vinogradov-80], puis des scientifiques américains à leur tour [Feldman-83] et [Feldman-84]. Dans ce dernier article, les auteurs constatent que, pour une densité électronique donnée, il existe une valeur du numéro atomique Z pour laquelle le gain est maximum : pour $n_e=10^{19} \text{ cm}^{-3}$ c'est l'argon ($Z=18$), mais pour $n_e=10^{21} \text{ cm}^{-3}$ c'est le fer ($Z=26$) qui présente le meilleur gain. Ceci conduit les chercheurs à envisager d'obtenir un laser X avec des ions très chargés, dont le degré d'ionisation peut aller jusqu'à 37 dans le cas de l'argent néonoïde, ou même 51 pour l'or nickeloïde. Les données radiatives et collisionnelles qu'ils ont calculées spécifiquement pour les ions néonoïdes sont publiées en 1985 [Bhatia-85].

C'est en la même année 1985 que l'amplification laser dans le domaine des rayons X mous est, pour la première fois, démontrée sans équivoque, et dans deux schémas différents. Chronologiquement, la première démonstration d'une amplification laser dans le domaine des rayons X mous a été obtenue fin 1984 au laboratoire de Livermore, en Californie [Matthews-85]. Le laser de puissance Novette a été focalisé le long d'une ligne de 1,1 cm de long pour 20 μm de large sur une feuille mince de sélénium. A raison de 500 J par impulsion d'une durée de 450 ps, la puissance d'irradiation atteint 50 TW.cm^{-2} . Cela traduit un gain de quatre à cinq ordres de grandeur par comparaison avec les lasers de puissance disponibles dans les années 1970. En plaçant un spectrographe dans l'axe de la colonne de plasma ainsi formée, et un autre en oblique (voir figure 1.7a), une forte anisotropie d'émission a été observée sur deux raies à 20,63 et 20,96 nm, correspondant à des transitions du sélénium néonoïde ionisé 24 fois (Se^{24+}). Pour la première fois, avec le schéma de l'excitation collisionnelle, un produit gain-longueur significatif de 6,5 fut mesuré. Soulignons que cette expérience n'a réussi qu'après de nombreuses tentatives in-

fructueuses. En 1983, le schéma d'excitation collisionnelle n'était qu'une approche parmi trois étudiées avec le laser Novette [Hagelstein-83], et elle n'avait donné aucun résultat. Les expériences s'étaient alors portées vers le schéma de recombinaison avec l'oxygène ionisé sept fois, où un produit gain-longueur de seulement 0,6 fut mesuré pour la raie à 10,2 nm [Matthews-84], avant de revenir, et cette fois avec succès, à l'excitation collisionnelle du sélénium néonoïde.

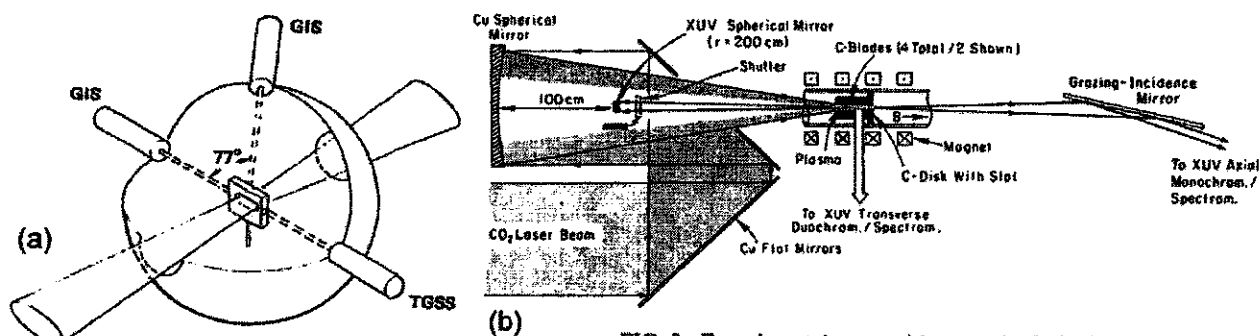


FIG. 3. Experimental setup with xuv spherical mirror.

FIG. 1.7 – (a) Schéma du montage expérimental de la première démonstration d'une amplification laser X (d'après [Matthews-85]). (b) Schéma de l'expérience de Suckewer et al. de laser X avec le carbone dans le schéma de recombinaison (d'après [Suckewer-85]).

A peine quelques mois après l'annonce de Livermore, mais cette fois sur la côte Est à l'Université de Princeton dans le New Jersey, une amplification laser était obtenue à la longueur d'onde de 18,2 nm, avec du carbone ionisé cinq fois dans le schéma de recombinaison [Suckewer-85]. Le montage expérimental, radicalement différent de celui de Livermore, est montré sur la figure 1.7b. Ce résultat est l'aboutissement d'une proposition datant de 1980 [Suckewer-80] dans laquelle les auteurs présentaient l'idée de confiner au moyen d'un champ magnétique le plasma obtenu par l'impulsion laser. L'avantage est double : d'une part cela permet de conserver une forte densité électronique, ce qui favorise les recombinaisons, d'autre part cela maintient un haut degré d'ionisation, ce qui permet un refroidissement par pertes radiatives plus rapide que par une expansion adiabatique. Par ailleurs, cette équipe de Princeton a été la première à utiliser un miroir multi-couches concave pour augmenter l'amplification laser X. En plaçant un tel miroir à l'extrémité de la colonne de plasma, l'intensité de la raie à 18,2 nm a été multipliée par 2,2 en comparaison avec l'émission en simple passage, alors que le taux de réflexion du miroir à cette longueur d'onde n'était que de 12%.

Mais l'histoire du laser X ne se résume pas seulement à sa démonstration. Deux ans plus tard, une amplification avec le carbone à 18,2 nm était aussi observée par un groupe européen [Chenais-87]. A la suite d'un séminaire à Aussois en Savoie en 1986, une conférence internationale biennale se met en place à partir de 1990 (voir les références des comptes-rendus page 140). En 1992, la saturation est atteinte pour la première fois par une équipe européenne, avec un plasma créé par laser sur une cible de germanium [Carillon-92].

Une fois que le laser X est obtenu de façon répétitive, passé le stade de la démonstration expérimentale, la communauté laser X commence à penser aux applications. On peut citer le diagnostic des plasmas denses, l'holographie, ou encore l'expérience spectaculaire d'utilisation d'un laser X à 4 nm pour étudier des cellules biologiques [DaSilva-92]. Ces expériences sont réalisées avec les lasers les plus puissants de l'époque, qui occupent en général tout un hall expérimental.

La démonstration en 1994 par Rocca d'un laser X compact (*table-top*), sur laquelle nous reviendrons dans la prochaine section, a montré qu'il existait une voie alternative au laser X pompé par laser. Au cours des années 90, le développement de la technologie CPA conduit à des lasers de taille raisonnable et dont la puissance dépasse le térawatt. Deux nouvelles techniques sont alors mises au point : le régime transitoire et l'ionisation par effet de champ. Dans le régime transitoire (*Transient Collisional Excitation*), un plasma formé par une première impulsion nanoseconde est excité au moyen d'une deuxième impulsion picoseconde arrivant progressivement le long d'une ligne. Démontré pour la première fois en Allemagne [Nickles-97] avec les ions néonoïdes et aux Etats-Unis [Dunn-98] avec les ions nickeloïdes, ce régime permet d'obtenir un laser X à partir d'une énergie optique de quelques joules seulement, alors qu'il faut plusieurs centaines de joules pour obtenir un laser X avec un laser sub-n dans le régime dit quasi-stationnaire. Le régime d'ionisation par effet de champ (*Optical Field Induced Ionization*) a été proposé par Burnett et Corkum [Burnett-89] aussi bien pour le schéma de recombinaison (réalisé pour la première fois au Japon en 1993 [Nagata-93]) que pour celui d'excitation collisionnelle. Ceci permet, en focalisant un laser femtoseconde ayant une énergie d'une fraction de joule et une fréquence de répétition de 10 Hz sur une cellule de gaz, d'obtenir un laser X dans le xénon palladiumoïde [Lemoff-95] ou dans le krypton nickeloïde [Sebban-02].

Enfin, en faisant traverser un impulsion laser ultra courte, de l'ordre de quelques femtosecondes, dans une cellule de gaz rare, il est possible de générer des harmoniques d'ordre élevé jusque dans le domaine XUV. Cette propriété a été mise en évidence expérimentalement pour la première fois en 1987 [McPherson-87], et des longueurs d'onde jusqu'à 2,7 nm ont été obtenues par cette méthode [Chang-97]. Une méthode similaire permet de réaliser des flashes XUV de durée sub-femtoseconde [Antoine-96][Drescher-01]. Une revue détaillée de l'évolution des lasers des années 60 à nos jours et des recherches menées dans le domaine des phénomènes ultra-rapides est présentée dans [Brabec-00].

Aujourd'hui, la tendance est de réaliser des "stations laser X" où une partie du temps de faisceau d'un laser de puissance est consacrée, grâce au savoir-faire de spécialistes du laser X, aux utilisateurs finaux de cette source spécifique. Un tel système est mis en œuvre à Livermore en Californie avec le laser COMET (*Compact Multipulse Terawatt*) [Dunn-99], un laser X multi-millijoule à 21,2 nm fonctionne au *Prague Asterix Laser System Centre* en république tchèque [Rus-02], et plus récemment un laser de pompe a été mis en place à l'APRC de Kyoto, au Japon [Kawachi-03]. En France, une installation dédiée au laser X appelée LASERIX est en projet [Jamelot-02]. Notons que des activités sont développées aussi en Corée du Sud et en Chine, où se tiendra la prochaine conférence *X-Ray Lasers* en 2004.

1.4 Les lasers X pompés par décharge électrique

La démonstration expérimentale du laser X en 1985 entraîne un regain d'intérêt pour essayer de réaliser un laser X directement par une décharge électrique, ce qui serait plus efficace en terme de conversion d'énergie que par un laser infrarouge lui-même pompé par des décharges électriques (lampes flash).

En 1985, il existait des décharges électriques de plusieurs dizaines de kilojoules dans une configuration appelée θ -pinch avec lesquelles on pouvait étudier l'émission d'ions multi-chargés. Avec l'une d'entre elles à Bochum en Allemagne, les coefficients de recombinaison et d'ionisation de l'argon néonoïde par collisions électroniques ont été mesurés en 1985 [Meng-85]. Avec une autre installée au *National Institute of Standards and Technology* dans le Maryland, les expérimentateurs ont comparé les intensités de différentes raies de l'argon et du chlore néonoïde [Elton-89] pour mieux comprendre l'expérience de Matthews en 1985.

Les décharges de type Z-pinch, où le plasma de la décharge est de forme cylindrique et se comprime sous l'effet du champ magnétique auto-généré par le courant, sont proposées pour obtenir un laser X. Le schéma de recombinaison est essayé avec l'aluminium ionisé dix fois créé par une décharge de plusieurs méga-ampères dans le néon venant imploser un tube capillaire recouvert d'aluminium [Krishnan-88]. Les mesures axiales et latérales, difficiles à interpréter, ne permirent pas de conclure s'il y avait amplification. Le schéma de photoexcitation est lui aussi expérimenté, où la transition $1s^2 - 1s4p$ à 1,1 nm du néon ionisé huit fois est pompée par une transition de longueur d'onde voisine émise par le sodium ionisé neuf fois [Stephanakis-88]. L'utilisation du générateur Saturn à Sandia, dans le Nouveau Mexique, permet d'exploser des fils de sodium avec un courant de 10 MA, dégageant une énergie radiative totale de 400 kJ, dont 6 pour la seule raie de pompe du sodium. Les spectres émis mirent en évidence une inversion de population entre les niveaux $1s3p$ et $1s4p$ [Porter-92] mais aucune amplification laser ne fut détectée. Par ailleurs, à la même époque, des études numériques furent menées en vue d'exciter le krypton néonoïde [Davis-88].

Alors que toutes ces expériences requièrent des moyens considérables, trois chercheurs de l'Université du Colorado proposent [Rocca-88] de faire un laser X avec le schéma de recombinaison dans le carbone par une décharge rapide dans un tube capillaire ne nécessitant que 100 J. S'appuyant sur leur savoir-faire en matière de laser dans le visible par décharge capillaire, ils sont encouragés vers le schéma de recombinaison par la réussite de l'expérience par laser de Suckewer en 1985, et par une deuxième expérience de la même équipe [Milchberg-85] où, focalisant le laser sur une fibre de carbone, le refroidissement par conduction thermique avec les parois s'était avéré plus important que celui par pertes radiatives. Ils calculent alors, avec un modèle collisionnel radiatif du plasma dans un capillaire de diamètre 100 μm , un gain de 5 cm^{-1} en fin de décharge.

Nous avons vu que les décharges capillaires étaient utilisées depuis 1924 pour leur rayonnement XUV incohérent. Elles étaient également proposées dans d'autres configurations de laser X : certaines des expériences de Z-pinch faisaient appel à une décharge capillaire dans un tube de fluorure de sodium pour introduire du sodium

dans le plasma de décharge [Young-87], d'autres focalisaient une impulsion laser nanoseconde à l'intérieur d'une décharge capillaire de quelques microsecondes [Lee-88]. Néanmoins la lettre de Rocca, Beethe et Marconi en 1988 est la première proposition concrète de laser X compact.

Dès la fin de l'année 88, Marconi et Rocca mettent au point un montage complexe [Marconi-89a] permettant de mesurer les spectres XUV résolus en temps émis par une décharge dans un tube capillaire contenant du lithium. Ils observent un maximum de l'intensité d'une raie du Li III à 72,9 nm vers la fin de la décharge [Marconi-89b], mais pas de gain. Pendant ce temps, une amplification de la raie du carbone C VI à 18,22 nm est observée dans une expérience de petite décharge capillaire dans des tubes en polyacétal (un plastique contenant du carbone et de l'oxygène) montée à Bochum, en Allemagne [Steden-90]. Mais l'équipe du Colorado n'observe pas de gain avec cette raie dans des capillaires en polyéthylène (un plastique ne contenant que du carbone), et constate que le spectre XUV est dominé par les raies de l'oxygène avec des capillaires en polyacétal [Rocca-93a]. Ils suggèrent que l'amplification mesurée à Bochum avec un monochromateur pourrait provenir du continuum et non pas de la raie de carbone. A la fin de l'article, ils annoncent les premiers résultats avec une nouvelle décharge correspondant à celle proposée dans la lettre de 1988 : une impulsion de 140 kA dont le temps de montée est de seulement 11 ns. Pour parvenir à une performance aussi rapide, ils réduisent l'inductance mais aussi la capacité. Par conséquent, pour conserver une énergie de l'ordre de la centaine de joules, ils augmentent la tension à 600 kV au lieu de quelques dizaines de kilovolts.

Avec cette nouvelle décharge, ils observent des raies d'argon ionisé jusqu'à 13 fois avec des impulsions de 20 à 60 kA [Rocca-93b]. Surtout, ils découvrent que le comportement de la décharge est radicalement différent lorsque le gaz dans le capillaire est pré-ionisé : ils obtiennent une colonne plus mince de plasma plus chaud, dont le spectre ressemble à celui obtenu par les générateurs Z-pinch méga-ampères. Ils supposent que le plasma froid de pré-ionisation, qui est conducteur, permet à la décharge de se détacher plus rapidement des parois du capillaire, ce qui entraîne une moindre ablation des parois. Par contre, lorsque le capillaire reste sous vide secondaire, ils obtiennent une colonne plus large de plasma plus dense mais aussi moins chaud. Ce rôle capital joué par la décharge préliminaire sera confirmé en 2001 par des images de caméra à sténopé prises par une équipe israélienne [Ben-Kish-01]. Toutefois, ils n'observent pas de gain entre des capillaires de 1 et de 5 cm. Ils n'en obtiendront toujours pas avec des capillaires contenant du calcium, ni du titane [Rocca-93c]. Ils songent alors à s'orienter vers le schéma d'excitation collisionnelle pour les ions nickeloïdes.

C'est en 1994 que l'équipe de Rocca obtient pour la première fois une amplification incontestable de rayonnement X mou, avec un produit gain-longueur de 7,2 à la longueur d'onde de 46,9 nm dans l'argon néonoïde [Rocca-94]. Pour cela, ils ont utilisé des tubes capillaires mesurant jusqu'à 12 cm de long, pour 4 mm de diamètre intérieur. Deux paramètres clés ont été optimisés : l'intensité de l'impulsion à 40 kA, pour un temps de montée de 20 ns, et la pression de l'ordre d'une fraction de millibar d'argon pur ou d'un mélange argon-hydrogène. La figure 1.8 montre le schéma du montage, tel qu'il est décrit dans [Rocca-93b], une courbe typique de l'impulsion

de courant à travers le capillaire, et l'amplification de la raie à 46,9 nm pour des longueurs de 3, 6 et 12 cm.

Contrairement aux lasers X pompés par laser, les résultats de Rocca ont mis du temps à être reproduits. C'est seulement à partir de 2001 que quelques équipes en Israël [Ben-Kish-01], au Japon [Niimi-01] et en Italie [Tomassetti-02] ont obtenu une amplification dans l'argon néonoïde, mais leurs performances ne sont pas aussi spectaculaires. Parallèlement, les recherches dans le schéma de recombinaison du carbone et de l'oxygène se sont poursuivies, mais sans résultats probants. En 1994 une équipe coréenne a mesuré un produit gain-longueur de 4,5 dans un capillaire en polyéthylène [Shin-94]. En France, des expériences menées au GREMI à l'Université d'Orléans ont donné des résultats similaires [Hong-99]. Par ailleurs, une légère amplification de la raie à 52 nm de l'O VI a été observée dans des décharges de type Z-pinch (et de taille modeste) à Bochum [Glenzer-94] et à Erlangen [Wagner-96], et aussi dans des décharges capillaires avec des tubes en silicone en Autriche [Hebenstreit-96].

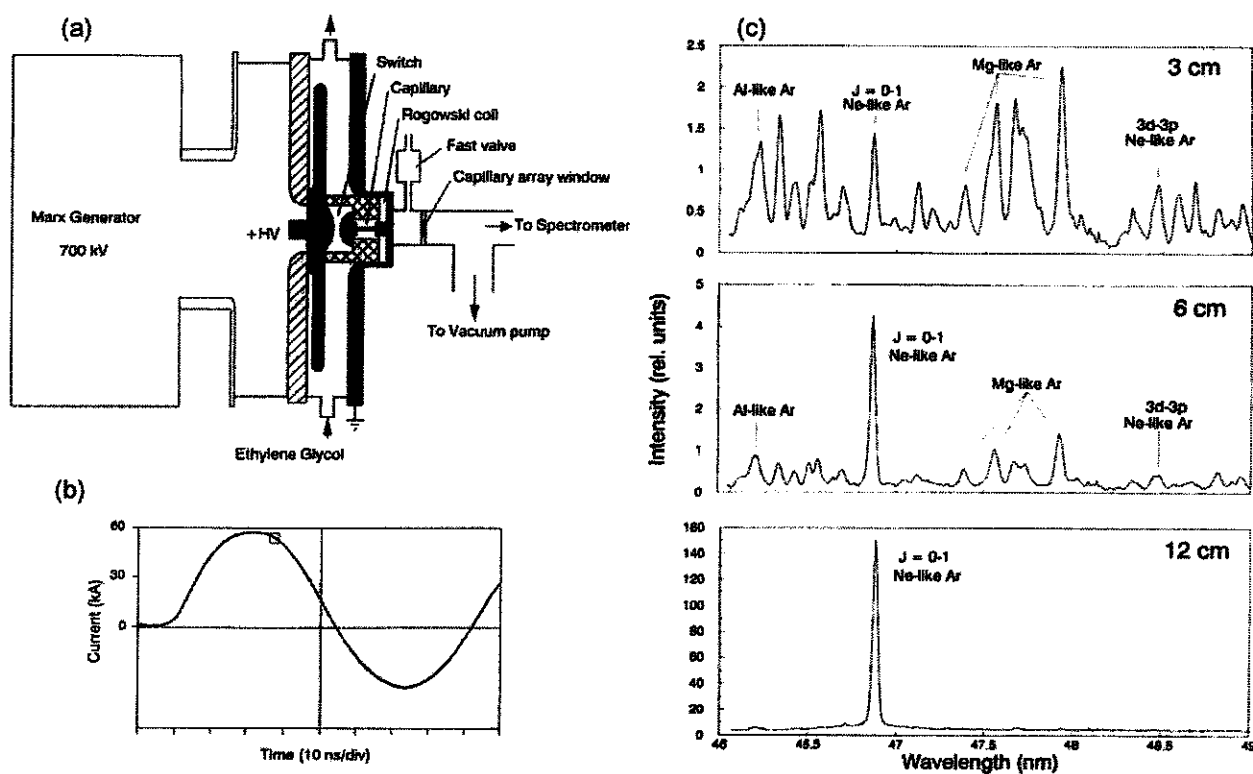


FIG. 1.8 – Décharge capillaire de l'équipe de Rocca : (a) Schéma général de la décharge. Le condensateur discoïdal (armatures en noir) assure le stockage temporaire de l'énergie. (b) Impulsion de courant traversant le capillaire. Le carré indique le moment d'enregistrement du spectre XUV. (c) Démonstration de l'amplification, la raie de l'argon à 46,9 nm domine le spectre XUV dans le capillaire de 12 cm (extraits de [Rocca-93b] et [Rocca-94]).

Depuis 1994, l'équipe de Rocca a amélioré sans relâche les performances, aboutissant à une énergie XUV d'une fraction de millijoule par impulsion avec une fréquence de répétition de 7 Hz, tout en réduisant la taille du système à celle des gros lasers commerciaux [Benware-98]. Actuellement, son attention se porte sur les applications de cette source lumineuse unique. Récemment, quelques articles rendent compte d'expériences d'interférométrie avec des plasmas denses (décharge Z-pinch [Moreno-99], plume de plasma par ablation laser [Filevich-03]). En dehors de l'argon néonoïde, l'amplification a été constatée dans le soufre à 60,8 nm [Tomasel-97] et dans le chlore à 52,9 nm [Fрати-00]. Par ailleurs, des efforts sont portés sur la réalisation d'un laser X pompé par décharge capillaire à une longueur d'onde plus courte. Ceci est en effet le principal défaut par comparaison avec les lasers X pompés par laser avec lesquels on obtient des longueurs d'onde allant jusqu'à quelques nanomètres. Pour cela, une décharge encore plus puissante, développant près de 200 kA en moins de 15 ns, a été réalisée [Gonzalez-02]. Des essais visant la raie à 13,2 nm du cadmium ionisé 20 fois, dans le schéma d'excitation collisionnelle d'ions nickeloïdes, se sont montrés encourageants [Rahman-02].

Chapitre 2

Éléments de physique des lasers X

2.1 Rayonnement X-UV et amplification laser

Dès les années 1960, avec l'apparition des premiers lasers dans le visible et l'infrarouge, l'extension de l'effet laser vers l'ultraviolet et les rayons X avait été envisagé par des théoriciens. Depuis une quinzaine d'années, des sources de rayonnement cohérent ont été obtenues à des longueurs d'onde comprises entre quelques nanomètres et 50 nm. Bien que ce rayonnement corresponde à la zone de l'Extrême UltraViolet ou des rayons X mous, l'appellation laser X est communément admise.

Les propriétés du rayonnement EUV entraînent des caractéristiques particulières que l'on retrouve dans tous les systèmes de laser X. La forte absorption de cette gamme de rayonnement par la matière ne permet pas d'utiliser les instruments de l'optique classique (miroir, lentille). Ceci empêche de placer le milieu amplificateur dans une cavité optique à plusieurs passages, et proscriit d'utiliser le schéma oscillateur-amplificateur. Cette difficulté impose de réaliser un laser dans le régime dit d'amplification de l'émission spontanée (en anglais, ASE pour *Amplification of Spontaneous Emission*). L'effet laser est obtenu par la géométrie du milieu amplificateur, dont la longueur est typiquement de l'ordre de quelques centimètres alors que la section est une fraction de millimètre carré. Comme le montre la figure 2.2, l'émission spontanée de la raie lasante a lieu dans toutes les directions. Le rayonnement émis à une extrémité et dans la direction axiale est amplifié de façon exponentielle quand il traverse la colonne de plasma dans sa longueur. Le coefficient d'amplification par unité de longueur est appelé le gain. Pour augmenter la puissance de sortie, il est possible de placer un miroir concave multicouches à l'une des extrémités de façon à obtenir un deuxième passage dans le milieu amplificateur. C'est de cette façon que la saturation a été atteinte pour la première fois, en 1992, par une équipe européenne avec un plasma créé par laser sur une cible de germanium [Carillon-92].

Nous décrirons dans la section suivante les mécanismes atomiques en jeu dans le schéma de l'excitation collisionnelle, puis nous décrirons brièvement les schémas de recombinaison et de photoionisation. Ensuite, nous aborderons les questions de gain et de saturation.

2.2 Le schéma d'excitation collisionnelle

Comme pour tous les lasers, l'amplification du rayonnement a lieu s'il y a une inversion de population entre deux niveaux quantiques d'énergie. Parmi tous les schémas proposés et étudiés, celui qui a donné les meilleurs résultats est l'excitation collisionnelle, dont un exemple est montré par la figure 2.3. Le niveau supérieur est un niveau métastable, dont la transition vers le niveau fondamental n'est pas autorisée par les règles quantiques. Le niveau inférieur est vidé par désexcitation radiative. Une telle configuration existe pour les ions ayant une structure électronique à couches pleines, principalement néonoïde ($1s^2 2s^2 2p^6$) ou nickeloïde ($[\text{Ne}]3s^2 3p^6 3d^{10}$).

Le hamiltonien de l'interaction entre l'ensemble {noyau + électrons} et l'électron excité est, en première approximation, proportionnel à la charge de l'ion central. Par conséquent, l'énergie des photons émis est proportionnelle à la charge de l'ion, néonoïde ou nickeloïde, auquel on a retiré un électron supplémentaire. En terme de longueur d'onde, cela se traduit par les relations ci-dessous, illustrées par la figure 2.4.

$$\lambda \text{ [nm]} \approx \frac{415}{Z - 9} \quad \text{pour les ions néonoïdes}$$

$$\lambda \text{ [nm]} \approx \frac{275}{Z - 27} \quad \text{pour les ions nickeloïdes}$$

Par ailleurs, la structure en couche électronique pleine donne à ces ions l'avantage d'être plus stables que leurs voisins, par conséquent ils sont majoritaires sur une plus large gamme de température électronique, comme on peut le voir dans le cas de l' Ar^{8+} entre 40 et 150 eV sur la figure 2.1. L'abondance du bon degré d'ionisation est une condition essentielle pour obtenir un effet laser. Notons qu'il existe aussi d'autres structures électroniques pour lesquelles ce schéma est étudié : cobaltoïde ($[\text{Ar}]3d^9$), palladiumoïde ($[\text{Kr}]4d^{10}$), et néodymoïde ($[\text{Kr}]4d^{10}4f^{14}$).

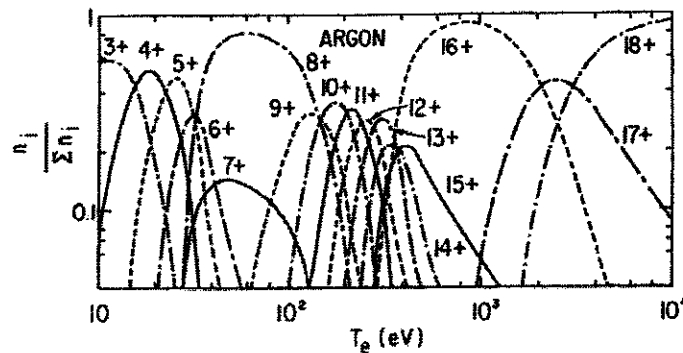


FIG. 2.1 – Abondance relative des différents ions d'argon à l'équilibre en fonction de la température (d'après [Hill-81])

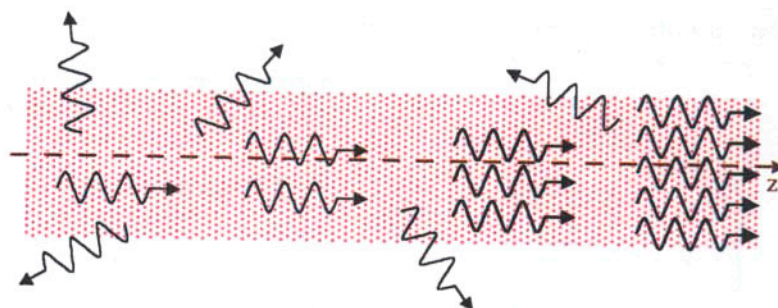


FIG. 2.2 – Le régime d'amplification de l'émission spontanée

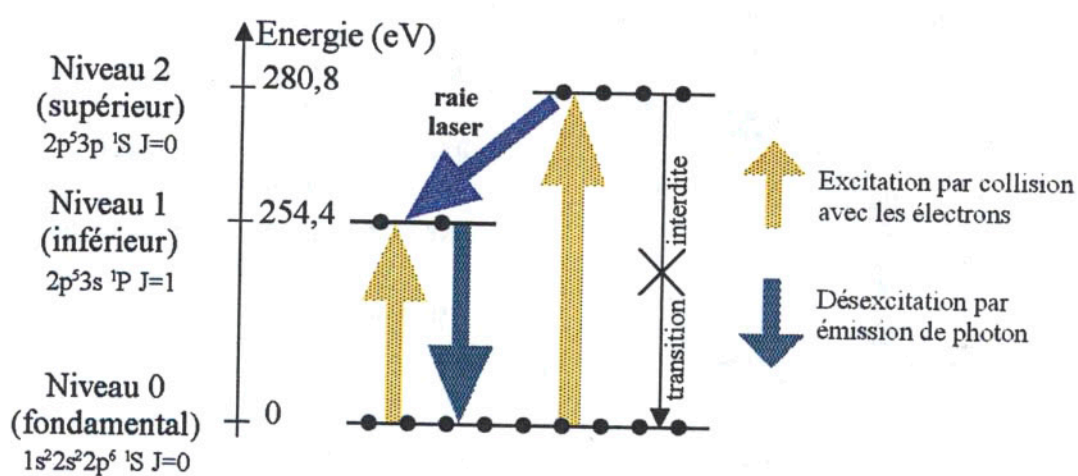


FIG. 2.3 – Schéma de pompage par excitation collisionnelle de l'argon néonoïde

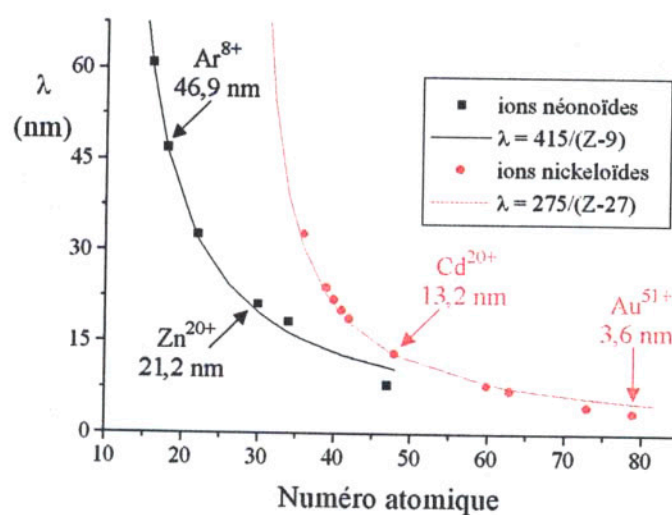
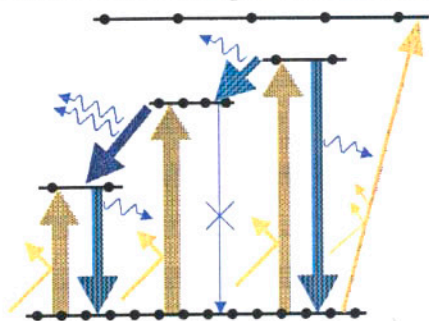


FIG. 2.4 – Longueurs d'onde des lasers X obtenus dans le schéma d'excitation collisionnelle avec les ions néonoïdes et nickeloïdes

a. Schéma d'excitation par collisions électron-ion [Zherikhin-76]

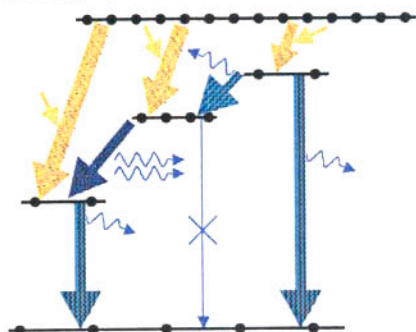


Excitation par laser :

- Régime quasi-stationnaire ns [Matthews-85]
- Régime transitoire ps [Nickles-97]
- Ionisation par effet de champ fs [Lemoff-95]

Excitation par décharge capillaire [Rocca-94]

b. Schéma de recombinaison électron-ion [Gudzenko-64]



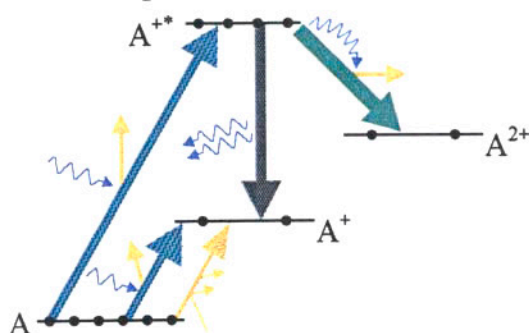
Refroidissement par détente adiabatique [Irons-74]

Refroidissement par pertes radiatives [Suckewer-85]

Refroidissement par conduction thermique [Milchberg-85]

Ionisation par effet de champ [Nagata-93]

c. Schéma de photo-ionisation de couche interne [Duguay-67]



Activités théoriques et numériques, mais pas de réalisation expérimentale

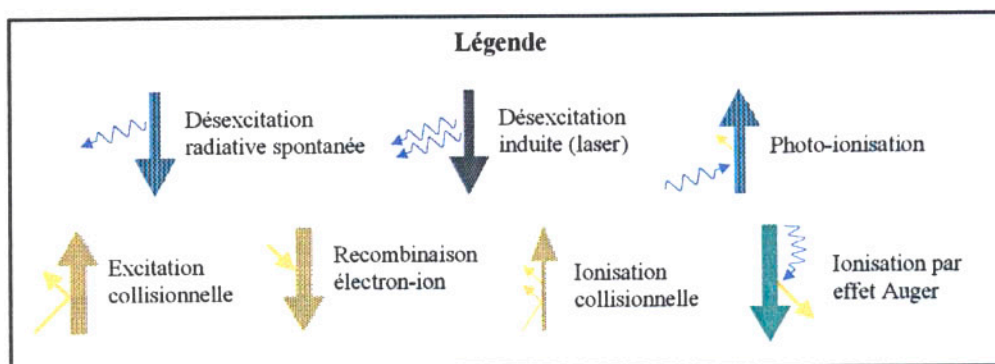
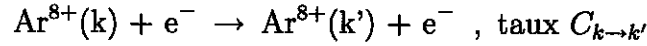


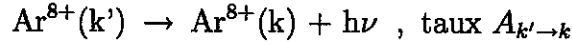
FIG. 2.5 – Les trois principaux schémas de laser X

Dans la suite, nous prendrons le cas de l'élément qui nous intéresse plus particulièrement : l'argon néonoïde Ar^{8+} , noté Ar IX en spectroscopie. Les tables du NIST (*National Institute of Standards and Technology*) recensent 88 niveaux électroniques. Trois d'entre eux sont les principaux acteurs de l'amplification : le niveau fondamental $1s^2 2s^2 2p^6 \ ^1S \ J=0$, le niveau inférieur $2p^5 3s \ ^1P \ J=1$ et le niveau supérieur $2p^5 3p \ ^1S \ J=0$. Désormais nous les appellerons respectivement niveaux 0, 1 et 2. Ils sont représentés sur la figure 2.3. La différence d'énergie de 26,4 eV entre les niveaux 1 et 2 correspond à la longueur d'onde de 46,9 nm. La transition du niveau 1 vers le fondamental émet un rayonnement à 4,9 nm. La transition dipolaire électrique du niveau 2 vers le fondamental est interdite car le moment angulaire total J de chacun de ces niveaux est nul.

Considérons donc un plasma composé, à l'instant initial $t = 0$, uniquement d'ions Ar^{8+} dans l'état fondamental, avec la densité n_0 . Comme le plasma est globalement neutre, les électrons ont une densité $n_e = 8n_0$. Leur température est notée T_e . Les processus d'ionisation seront vus plus loin. Nous estimerons tout d'abord les phénomènes d'excitation, en supposant que les niveaux excités sont faiblement peuplés par rapport au fondamental ($n_1 \ll n_0$ et $n_2 \ll n_0$). Les états d'énergie sont discrets et non continus. Par collision avec un électron, un ion de niveau initial k peut passer au niveau k' suivant la réaction :



Notons que cette réaction peut être, pour l'ion, soit une désexcitation soit une excitation, si l'énergie de l'électron incident est suffisante. Le mécanisme dominant de relaxation, lorsque les règles quantiques de transition le permettent, est l'émission spontanée :



Comme la population des niveaux excités est faible devant celle du niveau fondamental, le phénomène collisionnel prépondérant est l'excitation depuis le niveau 0. L'absorption et l'émission induite interviennent en présence d'un rayonnement d'intensité importante. Elles ne seront pas prises en compte ici. Les populations des niveaux 1 et 2 obéissent alors au système d'équations :

$$\begin{cases} \frac{dn_1}{dt} = C_{0 \rightarrow 1} n_0 n_e + A_{2 \rightarrow 1} n_2 - A_{1 \rightarrow 0} n_1 \\ \frac{dn_2}{dt} = C_{0 \rightarrow 2} n_0 n_e - A_2 n_2 \end{cases}$$

Les coefficients de probabilité d'émission spontanée A ont été évalués par des calculs de structure atomique et se trouvent dans la littérature, nous avons reporté les principaux dans le tableau 2.1. A_2 est la somme de $A_{2 \rightarrow 1}$ et de $A_{2 \rightarrow 1'}$, si l'on appelle 1' le niveau $2p^5 3s \ ^3P \ J=1$ voisin de 1. Ce coefficient est beaucoup plus petit que $A_{1 \rightarrow 0}$ parce que l'écart d'énergie est dix fois plus faible entre les niveaux 2 et 1 qu'entre les niveaux 1 et 0. C'est cette différence qui autorise l'inversion de population. En effet, en supposant que les densités n_0 et n_e ne varient pas, les populations des niveaux 1 et 2 atteignent l'équilibre collisionnel radiatif en des temps

Référence	$A_{1 \rightarrow 0}$	$A_{2 \rightarrow 1}$	$A_{2 \rightarrow 1'}$	A_2
[Bhatia-85]	170	9,52	3,25	12,77
[Hibbert-93]	162	6,79	2,39	9,18
[Ivanov-95]		1,67	0,46	2,13

 TAB. 2.1 – Valeurs calculées de certaines probabilités de transition (en ns^{-1}) pour l'argon néonoïde

T_e	30 eV		60 eV		90 eV	
en $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$C_{0 \rightarrow 1}$	$C_{0 \rightarrow 2}$	$C_{0 \rightarrow 1}$	$C_{0 \rightarrow 2}$	$C_{0 \rightarrow 1}$	$C_{0 \rightarrow 2}$
[Mohan-91]	$6 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-13}$	$3 \cdot 10^{-11}$	$8 \cdot 10^{-12}$	$9 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-11}$
[Ivanov-93]	$2 \cdot 10^{-13}$	$9 \cdot 10^{-13}$	$1 \cdot 10^{-11}$	$7 \cdot 10^{-11}$	$4 \cdot 10^{-11}$	$3 \cdot 10^{-10}$
sans dimension	n_2/n_1		n_2/n_1		n_2/n_1	
[Mohan-91]	2,75		4,16		4,90	
[Ivanov-93]	19,4		19,9		19,8	

 TAB. 2.2 – Valeurs calculées des taux d'excitation collisionnelle et du rapport n_2/n_1 pour l'argon néonoïde

respectivement de $\tau_1 = 3/A_{1 \rightarrow 0}$ et $\tau_2 = 3/A_2 \gg \tau_1$. Au bout du temps τ_2 , l'équilibre est réalisé ($dn/dt = 0$) avec les valeurs suivantes :

$$\begin{cases} n_1 = \frac{1}{A_{1 \rightarrow 0}} \left(C_{0 \rightarrow 1} + \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{A_2} C_{0 \rightarrow 2} \right) n_0 n_e \\ n_2 = \frac{C_{0 \rightarrow 2}}{A_2} n_0 n_e \end{cases}$$

Cela donne une expression du rapport de population des niveaux indépendante de n_0 et n_e :

$$(2.1) \quad \frac{n_2}{n_1} = \frac{A_{1 \rightarrow 0}}{A_2} \frac{1}{\frac{C_{0 \rightarrow 1}}{C_{0 \rightarrow 2}} + \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{A_2}}$$

Les taux d'excitation collisionnelle C sont tabulés dans la littérature en fonction de la température électronique [Mohan-91] [Ivanov-93]. Nous les reportons dans le tableau 2.2 pour des températures électroniques de 30, 60 et 90 eV. Nous avons calculé avec la formule précédente la fraction n_2/n_1 pour ces différentes températures, en prenant la moyenne des probabilités de transition calculées par Hibbert, Bhatia et Ivanov. Les valeurs varient sensiblement suivant les références, cependant elles montrent toutes qu'on obtient bien une inversion de population.

Ainsi, même s'il est très simplifié, ce modèle permet de se rendre compte de l'inversion de population. Cela nous conduit à l'expression du gain au centre de la raie lasante (cf. [Elton-90]) :

$$(2.2) \quad G = \frac{\lambda^4}{8\pi c \Delta \lambda} \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) A_{2 \rightarrow 1}$$

où $g_1 = 3$ et $g_2 = 1$ sont les poids statistiques respectifs des niveaux 1 et 2. $\Delta\lambda$ est la largeur de raie. En supposant que l'élargissement est dû au mouvement thermique (effet Doppler) des ions lasant de masse atomique $\mu = 40$, de température $T_i = 50$ eV, le profil de raie est gaussien et la largeur à mi-hauteur s'écrit :

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{2\sqrt{2\ln 2}}{c} \sqrt{\frac{kT_i}{\mu m_u}} \approx 7,7 \cdot 10^{-5} \sqrt{\frac{T_i[\text{eV}]}{\mu}} \approx 10^{-4}$$

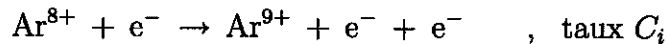
Notons que les collisions entre particules chargées sont une autre cause d'élargissement de raie et mènent à un profil de raie lorentzien, mais dans le cas présent la densité du plasma est trop faible pour que cet effet soit significatif.

Ainsi, en prenant un rapport de populations n_2/n_1 de 6, et un taux d'excitation par collision $C_{0 \rightarrow 2}$ de $10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, nous obtenons un gain proportionnel au carré de la densité d'argon néonoïde :

$$G[\text{cm}^{-1}] = \frac{\lambda^3}{8\pi c \Delta\lambda/\lambda} \left(1 - \frac{g_2 n_1}{g_1 n_2}\right) \frac{A_{2 \rightarrow 1}}{A_2} C_{0 \rightarrow 2} n_0 n_e \approx 8 \cdot 10^{-35} n_0^2 [\text{cm}^{-3}]$$

Cette formule permet d'estimer la pression d'argon dans le capillaire. Sachant que pour commencer à obtenir un effet laser notable le produit gain longueur doit être égal à 5, cela correspond à un gain de $0,33 \text{ cm}^{-1}$ dans le cas d'une colonne de 15 cm. Soit une densité : $n_0 = 1/\sqrt{3} \times 8 \cdot 10^{-35} \approx 7 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Cela équivaut à une pression de 2,6 mbar en accord avec les pressions de l'ordre de la fraction de millibar rapportées dans les décharges capillaires lasantes [Rocca-94].

Si le gain augmente avec le carré de la densité, une densité trop importante est néanmoins néfaste à l'obtention de l'amplification laser. En effet, c'est le mécanisme d'ionisation par collision électronique qui met fin au laser en vidant le plasma de ses ions Ar^{8+} suivant la réaction :



Le taux d'ionisation par collision à 90 eV est de l'ordre de $10^{-10} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [Meng-85] [Pindzola-90]. L' Ar^{9+} peut aussi capturer un électron par recombinaison diélectronique, dont le taux à cette température est d'environ $C_r \approx 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ [Meng-85] [Dasgupta-90]. Si nous prenons $n_{\text{Ar}} = n_{8+}(t=0)$ la densité (constante) de l'élément argon, à l'instant t nous avons par conservation de la matière $n_{8+}(t) + n_{9+}(t) = n_{\text{Ar}}$, et la densité électronique vaut $n_e = 8n_{8+} + 9n_{9+} = 9n_{\text{Ar}} - n_{8+}$. La densité d'argon néonoïde varie suivant l'équation :

$$\frac{dn_{8+}}{dt} = -C_i n_{8+} n_e + C_r n_{9+} n_e = -C_i n_{8+} (9n_{\text{Ar}} - n_{8+}) + C_r (n_{\text{Ar}} - n_{8+}) (9n_{\text{Ar}} - n_{8+})$$

dont la solution s'écrit :

$$(2.3) \quad n_{8+} = \frac{8C_r + 9C_i e^{-(9C_i + 8C_r)n_{\text{Ar}}t}}{8(C_i + C_r) + C_i e^{-(9C_i + 8C_r)n_{\text{Ar}}t}} n_{\text{Ar}}$$

Il s'agit d'une décroissance exponentielle vers la valeur $\frac{C_r}{C_i+C_r}n_{Ar} \approx \frac{1}{11}n_{Ar}$, dont le temps caractéristique pour une densité $n_{Ar} = 7.10^{16} \text{ cm}^{-3}$ est de :

$$\tau_i = \frac{3}{(9C_i + 8C_r)n_{Ar}} \approx 44 \text{ ns}$$

Le fonctionnement du laser X repose sur l'intervalle entre le temps de relaxation du niveau 2, $\tau_2 = 3/A_2$, de l'ordre de la nanoseconde, et ce temps d'ionisation τ_i . Notons que τ_i vaut 3 ns si la densité n_{Ar} atteint 10^{18} cm^{-3} , soit une pression de 44 mbar qui est seulement un ordre de grandeur au dessus de la pression à partir de laquelle l'effet laser est important. C'est pourquoi non seulement la pression initiale dans le capillaire est importante, mais la dynamique de la colonne de plasma joue un rôle capital, puisque le passage d'un fort courant tend à la comprimer par la pression du champ magnétique généré, ce que l'on appelle l'effet de pincement (*Z-pinch*).

En résumé, le phénomène d'amplification laser a lieu dans un plasma de densité électronique autour de 10^{18} cm^{-3} , de température entre 30 et 100 eV, et avant que l'équilibre d'ionisation ne se fasse. Pour cela, il faut impérativement chauffer le plasma en un temps plus court que τ_i , sans quoi l'équilibre d'ionisation serait réalisé à chaque instant.

2.3 Les autres schémas de laser X

2.3.1 Le schéma de recombinaison

Le principe au coeur de ce schéma, représenté sur la figure 2.5b, est que la recombinaison d'un ion avec un électron se fait préférentiellement vers les niveaux excités de l'état d'ionisation inférieur. Si le processus de recombinaison est plus rapide que le temps caractéristique d'équilibre thermodynamique, une inversion de population peut avoir lieu.

Dans la plupart des expériences, on génère un plasma où les ions sont complètement épluchés, puis on essaie de refroidir les électrons. Ce refroidissement peut être causé par plusieurs processus. Tout d'abord, dans le cas des plasmas créés par ablation laser d'une cible solide sous vide, on peut penser au refroidissement par détente adiabatique dans le vide environnant. Les transitions laser recherchées sont les raies alpha de la série de Balmer ($n = 3 \rightarrow n = 2$) des ions hydrogénoïdes (18,2 nm pour C^{5+} [Irons-74], 10,2 nm pour O^{7+} [Matthews-84]). Des inversions de populations peuvent être obtenues aussi avec les niveaux supérieurs (raies beta $n = 4 \rightarrow n = 2$ ou gamma $n = 5 \rightarrow n = 2$ de la série de Balmer). Cependant, la détente adiabatique réduit la température mais aussi la densité électronique, et donc aussi le taux de recombinaison électron-ion. Avec cette méthode, une légère inversion de population ou bien une augmentation de l'émission ont été observés, mais pas d'effet laser important.

Une autre approche consiste à confiner le plasma au moyen d'un champ magnétique, ce qui maintient une densité électronique élevée, le refroidissement étant assuré par les pertes radiatives, qui sont importantes dans un plasma de carbone

hydrogénoïde puisqu'elles sont proportionnelles à la puissance quatrième du degré d'ionisation. C'est avec cette méthode qu'une amplification laser de deux ordres de grandeur a été réalisée pour la première fois à 18,2 nm dans le carbone [Suckewer-85]. Une troisième façon de refroidir le plasma est la conduction thermique à travers les parois, soit d'une fibre de carbone illuminée par laser [Milchberg-85], soit d'un tube capillaire en polyéthylène excité par décharge électrique [Rocca-88] [Shin-94].

Enfin, les lasers ultra-rapides permettent une approche radicalement différente : il s'agit d'illuminer un plasma froid avec une impulsion laser ultra-rapide et polarisée linéairement, qui arrache les électrons des ions par effet de champ mais interagit peu avec les électrons, qui restent donc froids. Cette technique a été utilisée avec succès pour la raie alpha de la série de Lyman du lithium hydrogénoïde, à 13,5 nm [Nagata-93].

Le schéma de recombinaison a été expérimentalement prouvé, mais il présente des limites. Lorsqu'il est pompé par laser, le produit gain-longueur maximal obtenu est inférieur à 7, et la saturation n'a pas été atteinte. Dans les décharges capillaires, le produit gain-longueur reste inférieur à 5, de plus l'amplification se détériore après quelques décharges.

2.3.2 Le schéma de photoionisation de couche interne

Ce schéma se fonde sur le fait que la section efficace de photoionisation par un rayonnement X est plus grande pour les électrons de couche interne que pour ceux des couches externes. Dans le cas du sodium [Duguay-67], dont la configuration électronique est $1s^2 2s^2 2p^6 3s$, la section efficace de photoionisation des électrons $2p$ est plus de deux ordres de grandeur supérieure à celle des électrons $3s$, pour les photons entre 40 et 80 eV. Par conséquent, si l'on parvient à peupler préférentiellement le niveau $2p^5 3s$ dans un temps plus court que sa durée de vie radiative, soit 0,3 ns, une inversion de population avec le niveau fondamental $2p^6$ de Na^+ peut être obtenue. La longueur d'onde de la transition correspondante est de 37,2 nm. Mais un phénomène empêche la réalisation de cette inversion de population : les électrons $2p$ éjectés lors de la photoionisation, par collision avec les atomes de sodium neutre, peuplent le niveau bas de la transition.

Les progrès réalisés dans les technologies de laser femtoseconde rendent envisageable ce schéma avec photoionisation de la couche K (électrons $1s$). De cette façon, on pourrait obtenir un laser dans le carbone à 4,5 nm, avec un rayonnement de pompe autour de 300 eV [Moon-98], ou dans le néon à 1,5 nm, avec un rayonnement de pompe autour du keV [Kapteyn-92]. Le rayonnement de pompe est généré en focalisant un laser ultra rapide sur un élément de numéro atomique Z élevé (or ou tungstène). La durée d'un tel laser X serait inférieure à 100 fs. Le problème est que, en plus des électrons de photoionisation, des électrons sont émis par effet Auger¹, ce

¹A partir du béryllium ($Z > 4$), l'énergie interne d'un atome auquel on a arraché un électron de couche profonde est supérieure à l'énergie de liaison des électrons de couche externe. Dans ce cas, lorsqu'un électron de couche externe vient occuper le niveau laissé vacant, le photon émis peut être réabsorbé en éjectant un électron dont l'énergie cinétique est caractéristique de l'élément. Cet effet d'auto-ionisation d'un ion excité a été découvert par Pierre Auger en 1926.

qui accélère encore le peuplement du niveau bas de la transition par ionisation collisionnelle. De plus, le taux de désexcitation par effet Auger est plus rapide que celui d'émission spontanée (respectivement 10 fs et 293 fs dans le cas du carbone). Les calculs prévoient quand même une inversion de population pendant quelques dizaines de femtosecondes, mais aucune amplification n'a été observée expérimentalement à ce jour. Ce schéma est résumé sur la figure 2.5c.

2.4 Intensité spectrale, gain et saturation

Considérons maintenant une colonne de plasma de longueur L , de rayon a , dans laquelle l'inversion de population est réalisée entre deux niveaux notés 1 et 2. Nous avons donc $\frac{n_2}{g_2} > \frac{n_1}{g_1}$ et $E_2 > E_1$, en appelant n_k la densité du niveau k , g_k son poids statistique, et E_k son énergie.

Le rayonnement correspondant à la transition $2 \rightarrow 1$ possède une certaine largeur spectrale $\Delta\nu$. Il est caractérisé par une fonction de profil de raie $\Phi(\nu)$ centrée sur la fréquence $\nu_0 = (E_2 - E_1)/h = c/\lambda_0$, et normalisée de sorte que son intégrale soit égale à un. Comme nous l'avons vu précédemment, dans les conditions de plasma qui sont les nôtres, le principal mécanisme d'élargissement spectral est l'effet Doppler dû à l'agitation thermique des émetteurs. La fonction de profil de raie correspondante est la gaussienne :

$$(2.4) \quad \Phi(\nu) = \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \frac{1}{\Delta\nu} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu/2}\right)^2 \ln 2}$$

Suivant l'axe z dans la longueur de la colonne de plasma, l'intensité I du rayonnement émis de fréquence ν obéit à l'équation différentielle :

$$(2.5) \quad dI(\nu, z) = J(\nu)dz + G(\nu)I(\nu, z)dz$$

Le premier terme est l'émissivité, il correspond à l'émission spontanée du milieu dans l'angle solide $\Omega = \pi a^2/L^2$ défini par la géométrie de la colonne. Le second terme est l'amplification du rayonnement par émission induite, dans laquelle le coefficient de gain G est proportionnel à la densité de l'inversion de population.

L'émissivité et le gain sont définis par les relations [Elton-90] :

$$\begin{cases} J(\nu) = h\nu \frac{\Omega}{4\pi} A_{2 \rightarrow 1} n_2 \Phi(\nu) \\ G(\nu) = \frac{c^2}{8\pi\nu^2} A_{2 \rightarrow 1} \left(n_2 - \frac{g_2}{g_1} n_1 \right) \Phi(\nu) \end{cases}$$

En intégrant le long de la colonne de $z=0$ à $z=L$, nous obtenons l'intensité :

$$(2.6) \quad I(\nu) = \frac{J(\nu)}{G(\nu)} \left(e^{G(\nu)L} - 1 \right) \approx S \left(e^{G(\nu)L} - 1 \right)$$

où nous avons défini la fonction source S :

$$S = \frac{J(\nu_0)}{G(\nu_0)} = 2 \Omega \frac{h\nu_0^3}{c^2} \frac{1}{1 - \frac{g_2 n_1}{g_1 n_2}} = 2 \Omega \frac{E_2 - E_1}{\lambda_0^2} \frac{1}{1 - \frac{g_2 n_1}{g_1 n_2}}$$

L'intensité augmente de façon exponentielle avec le produit du gain par la longueur. Par ailleurs, cette formule montre aussi que le profil de raie est modifié par l'amplification, puisque la fonction de profil de raie $\Phi(\nu)$ est dans l'exponentielle. Ceci a pour conséquence que la largeur d'une raie amplifiée $\Delta\nu_a$ est plus petite que la largeur d'émission spontanée $\Delta\nu$. Dans le cas du profil gaussien, cette largeur est donnée par la relation :

$$\Delta\nu_a = \frac{\Delta\nu}{\sqrt{\ln 2}} \sqrt{\ln \left[\frac{G(\nu_0)L}{\ln \left(\frac{e^{G(\nu_0)L} + 1}{2} \right)} \right]} \approx \frac{\Delta\nu}{\sqrt{G(\nu_0)L}} \quad \text{si } G(\nu_0)L \gg 1$$

Expérimentalement, l'intensité de la raie mesurée est le résultat d'une convolution de l'intensité de la raie par la fonction de réponse spectrale d'un instrument. Pour s'affranchir de cet inconvénient, lorsque le profil instrumental n'est pas connu, il faut intégrer spectralement le signal détecté. En effet, l'intensité mesurée au centre de la raie est liée au profil instrumental, mais l'intensité expérimentale intégrée de la raie est proportionnelle à son intensité intégrée. Cette intensité totale \mathcal{I} s'écrit sous la forme de l'intégrale :

$$(2.7) \quad \mathcal{I} = \int_{\nu} \frac{J}{G} (e^{G(\nu)L} - 1) d\nu = S \int_{\nu} \left(e^{G(\nu_0)L \exp\left(-\frac{(\nu-\nu_0)^2}{(\Delta\nu/2)^2} \ln 2\right)} - 1 \right) d\nu$$

Cette expression peut être approchée par la formule de Linford [Linford-74] :

$$(2.8) \quad \mathcal{I} = S \frac{(e^{GL} - 1)^{3/2}}{(GL e^{GL})^{1/2}} \Delta\nu \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}}$$

qui se simplifie lorsque le produit gain-longueur GL est grand devant 1 en l'équation :

$$(2.9) \quad \mathcal{I} \approx S \frac{e^{GL}}{\sqrt{GL}} \Delta\nu \sqrt{\frac{\pi}{4 \ln 2}}$$

Ces deux équations sont tracées sur la figure 2.6, ainsi que quelques valeurs numériques de l'expression 2.7. La formule simplifiée 2.9 est valable si le produit GL est supérieur à 2.

En pratique, le gain étant supposé constant pour un milieu homogène, on étudie la variation de l'intensité intégrée de la raie en fonction de la longueur de la colonne de plasma. Cependant, ceci se heurte au maintien de conditions de plasma identiques. Il est donc couramment accepté de travailler à densité de puissance constante dans la colonne de plasma, donc de faire varier l'énergie injectée proportionnellement à L , si la performance électrique (temps de montée du courant) n'est pas trop affectée.

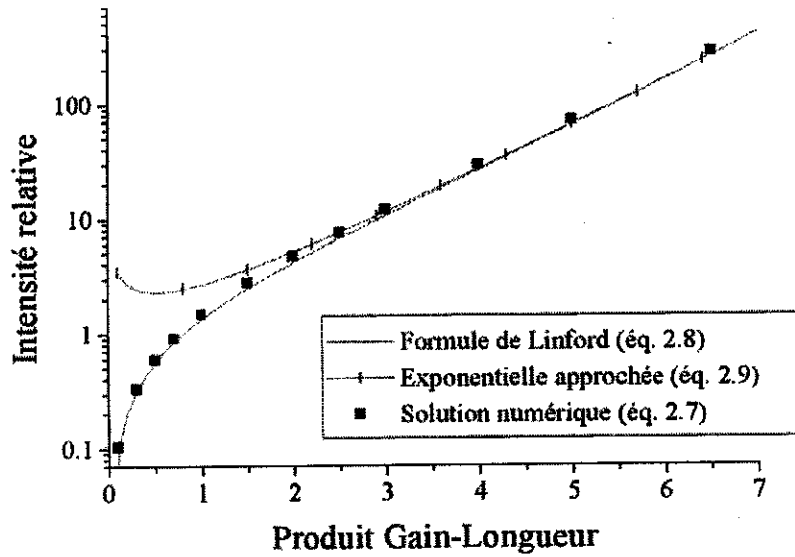


FIG. 2.6 – Variation de l'intensité intégrée spectralement en fonction du produit gain-longueur

Enfin, au fur et à mesure que l'intensité du rayonnement augmente, il arrive un moment où l'émission stimulée dépeuple le niveau excité de la transition laser. Le régime de saturation est atteint : l'intensité ne croît plus exponentiellement mais linéairement avec la longueur du plasma. Dans la plupart des lasers X, ce régime correspond à un produit gain-longueur compris entre 15 et 20. L'équipe de Rocca est à ce jour la seule ayant obtenu la saturation d'un laser X produit par décharge capillaire (voir figure 2.7).

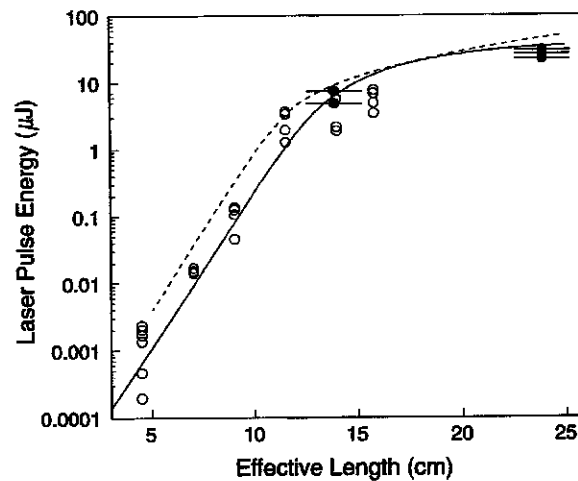


FIG. 2.7 – Saturation du laser à 46,9 nm par décharge capillaire de Rocca (d'après [Rocca-96])

Chapitre 3

Description du montage expérimental

3.1 Principe du circuit électrique

Dans le but d'obtenir une inversion de population des ions argon néonoïdes, nous avons vu au § 2.2 qu'il fallait chauffer la colonne de plasma en moins de cinquante nanosecondes à une température voisine de 50 eV, avec une densité électronique proche de 10^{18} cm^{-3} . L'énergie nécessaire pour ioniser 8 fois un atome d'argon est $U_8 = 578 \text{ eV}$. Considérant $N_0 \approx 5.10^{16}$ atomes d'argon dans un tube de longueur 15 cm, de diamètre 4 mm et à une pression de 1 mbar, l'énergie totale requise pour ioniser huit fois ces atomes, et pour apporter aux ions et aux électrons une énergie moyenne de $U_t = 50 \text{ eV}$ est de :

$$E_{\text{totale}} = N_0 U_8 + 9 N_0 U_t \approx 5.10^{19} \text{ eV} \approx 8 \text{ J}$$

La puissance correspondant à la consommation de cette énergie en 50 ns est de 160 MW. Notons bien que cette estimation correspond à l'énergie minimale requise dans le capillaire, qui est le dernier maillon du circuit électrique.

Le montage le plus simple consisterait à connecter le capillaire à un banc de condensateurs rapides commutés par un éclateur. Mais l'inductance propre du circuit, somme de celle des condensateurs, de l'éclateur et du capillaire, serait trop grande pour obtenir un temps de montée du courant suffisamment court. De plus, le circuit LC ainsi formé serait intrinsèquement oscillant. Il faut trouver un moyen de privilégier la première impulsion en découplant le banc de condensateurs du capillaire contenant le plasma.

Notre idée a été de placer le tube capillaire à l'extrémité d'une ligne coaxiale dont l'impédance est proche de celle du plasma contenu dans le tube lors de la décharge. Ceci permet d'optimiser l'énergie dissipée dans le plasma en évitant la réflexion de l'impulsion électromagnétique. On s'attend à obtenir ainsi une décharge dont les temps de montée et de descente sont rapides et dont la durée ne dépend que de la longueur de la ligne.

Le montage est constitué de cinq parties principales (voir les photos page 73) :

- (i) le pupitre de commande (alimentations de haute tension, commandes de sécurité et de déclenchement) ;
- (ii) un système de décharge préliminaire ;
- (iii) un banc de quatre condensateurs disposés en générateur de Marx ;
- (iv) la ligne coaxiale composée d'une ligne de formation d'impulsion, d'un éclateur qualifié de principal et d'une ligne de transmission d'impulsion ;
- (v) et enfin le capillaire avec les diagnostics de la décharge.

Avant de présenter dans les détails chaque partie du montage, décrivons la chronologie d'un tir dans les conditions habituelles :

- a. Tout d'abord, la charge : avec des alimentations de haute tension, les condensateurs du Marx sont chargés à une tension V comprise entre 25 et 30 kV. Le condensateur du système de décharge préliminaire est placé à une tension d'une vingtaine de kilovolts (Fig. 3.1a.).
- b. En faisant fonctionner un éclateur, ce dernier alimente pendant quelques microsecondes une décharge préliminaire d'une intensité de quelques centaines d'ampères dans le capillaire (Fig. 3.1b.).
- c. Après un délai de 1 à 3 μs , un circuit électronique déclenche les éclateurs qui mettent en série le banc de condensateurs du Marx. Pendant cette phase, l'éclateur principal se comporte comme un interrupteur ouvert. Le générateur de Marx charge à une tension voisine de $4 \times V$ le conducteur central de la ligne de formation d'impulsion (Fig. 3.1c.).
- d. Puis, lorsque la tension au bout de cette ligne atteint le seuil d'auto-déclenchement, l'éclateur principal se ferme. L'énergie stockée dans la ligne de formation d'impulsion va alors se propager dans la ligne de transmission jusqu'au capillaire. Le gaz contenu dans ce dernier, grâce à la décharge préliminaire, est partiellement ionisé et donc conducteur. Quand il est traversé par l'impulsion électrique, il se forme une colonne de plasma chaud contenant des ions multichargés qui émettent du rayonnement X-UV (Fig. 3.1d.).

3.2 Le générateur de Marx

Pour obtenir une impulsion de haute tension, nous utilisons un générateur dont le principe a été inventé en 1924 par Erwin Marx. Il consiste en un empilement de condensateurs de haute tension chargés en parallèle au moyen de résistances et déchargés en série au travers d'éclateurs. Son fonctionnement est représenté sur la figure 3.2. Tout d'abord, les condensateurs sont placés à la tension de charge V par des alimentations de haute tension (Fig. 3.2a.). Les résistances qui conduisent le courant de charge ont une valeur de l'ordre de quelques mégohms, d'une part pour protéger les alimentations d'un retour d'impulsion et d'autre part afin que la constante de temps caractéristique RC soit grande (une fraction de seconde) devant la durée de la décharge (inférieure à une microseconde). Ceci permet de considérer les résistances

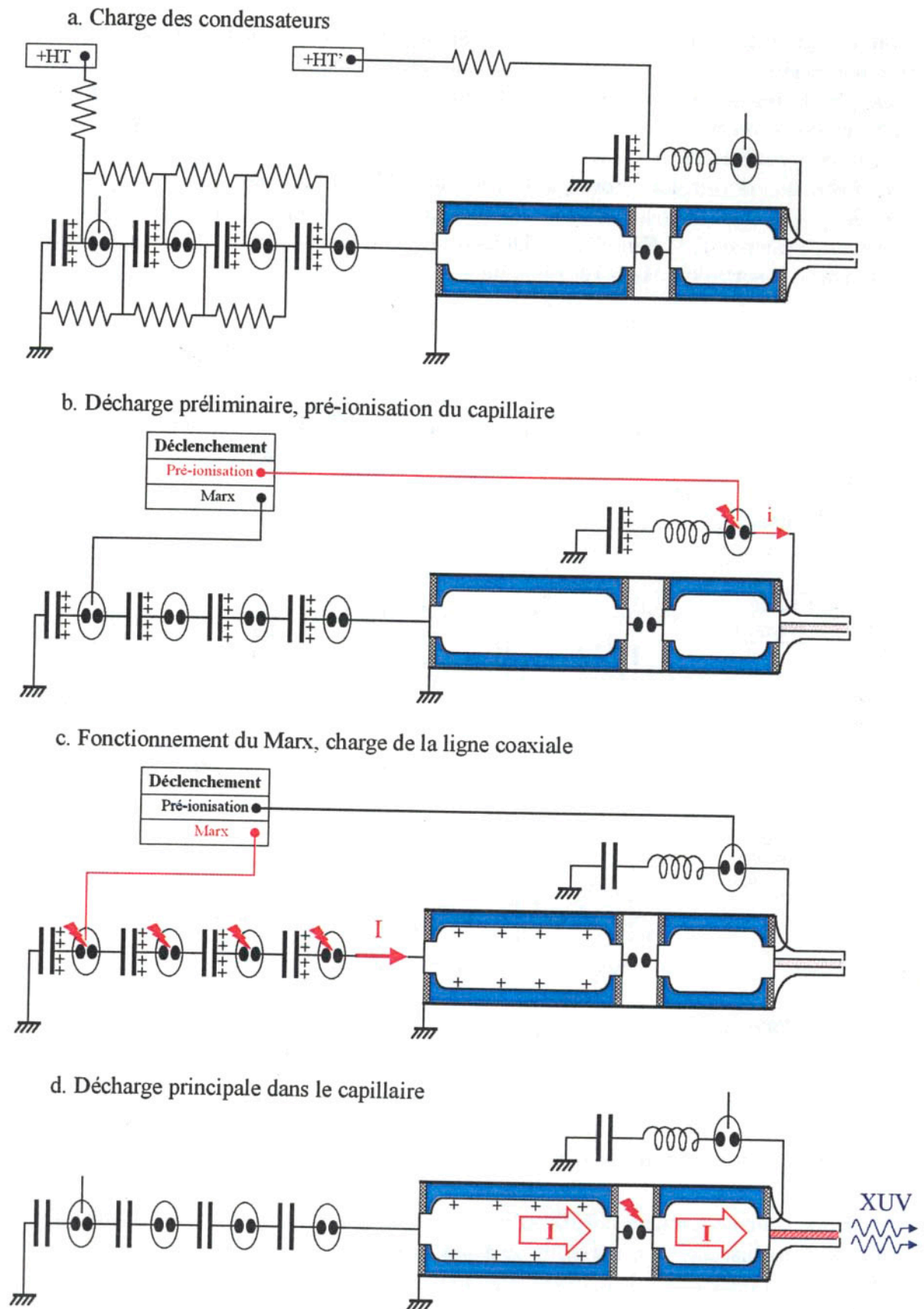


FIG. 3.1 – Chronologie de l'alimentation électrique de la décharge

comme des isolants lors de la montée en tension du Marx. Lorsqu'on déclenche le premier éclateur, l'armature du second condensateur qui était initialement à la masse passe de la tension nulle à la tension V . Par conservation de la charge, l'autre armature de ce second condensateur maintient une différence de potentiel de V aux bornes du condensateur et voit sa tension passer de V à $2V$ (Fig. 3.2b.). Cette augmentation de tension provoque le déclenchement du second éclateur. Ainsi, de proche en proche, tous les éclateurs commutent et à chaque "étage" du Marx, la tension augmente de V (Fig. 3.2c.). Dans notre montage avec quatre condensateurs, la tension de sortie du Marx est donc de $4V$.

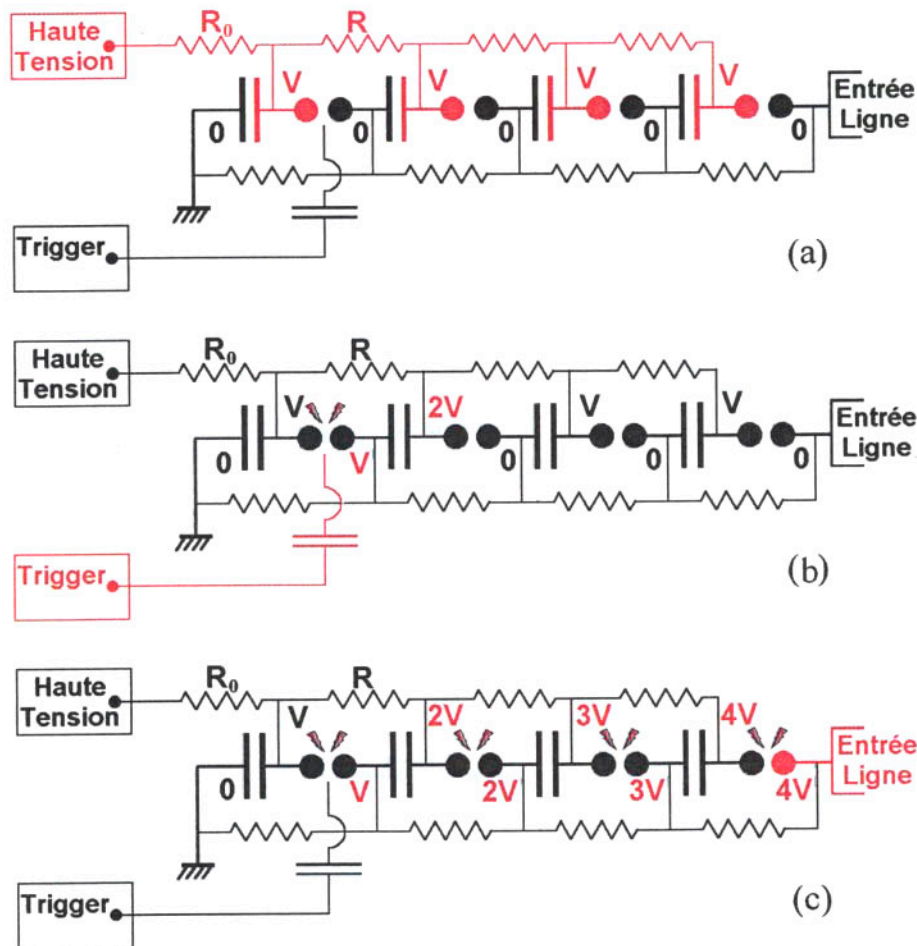


FIG. 3.2 – Fonctionnement du générateur de Marx : (a) Charge des condensateurs en parallèle à travers les résistances. (b) Déclenchement contrôlé du premier éclateur. (c) Déclenchement spontané des autres éclateurs, multiplication de la tension.

Nous avons rencontré des difficultés expérimentales avec le Marx. Initialement, nous avons installé un générateur de Marx modifié dans lequel le schéma de charge était $(0 + V)(\text{éclateur})(-V 0)(0 + V)(\text{éclateur})(-V 0)$. En utilisant deux éclateurs au lieu de quatre, ceci permettait d'améliorer la reproductibilité des décharges. Nous avons obtenu un comportement satisfaisant de ce générateur, jusqu'au moment où nous avons changé le système de déclenchement pour pouvoir synchroniser le Marx

avec d'autres éléments. Au lieu de déclencher le premier éclateur en fermant, au moyen d'un interrupteur manuel, un circuit basé sur une capacité de 3 nF chargée à 15kV, nous avons installé un générateur de Marx compact de sept étages délivrant une impulsion de 50 à 70 kV, lui-même déclenché par un boîtier électronique. Bien que sa tension de sortie soit plus élevée, le second système libère une énergie moins grande pendant un temps plus court, insuffisante pour initier le claquage dans le premier éclateur du générateur modifié. En revenant à une configuration de Marx "traditionnel", tel que décrit plus haut, nous avons observé un meilleur déclenchement.

Un nouveau problème est alors apparu. Appelons V_s la tension de claquage spontané des éclateurs qui ne sont pas déclenchés. Par définition, si la tension de charge V est légèrement supérieure à V_s , l'un de ces éclateurs se déclenche statistiquement au bout de quelques secondes. Le dysfonctionnement suivant a commencé après un certain nombre de tirs : avec une tension V légèrement inférieure à V_s , le déclenchement du premier éclateur ne provoquait pas celui des autres éclateurs. Ce comportement est tout-à-fait inhabituel pour les générateurs de Marx qui sont en général appréciés pour leur robustesse. Partant du constat que, au dessus de V_s , nous obtenions bien le déclenchement des éclateurs, nous en avons déduit que la tension ne montait pas, ou du moins pas suffisamment longtemps, aux bornes des éclateurs non-déclenchés. Deux hypothèses peuvent être avancées : soit la tension est consommée par la décharge à l'intérieur de l'éclateur, mais ceci est peu probable car l'écart entre les électrodes est petit, soit la tension baisse rapidement du fait d'un courant qui ne peut passer que par les résistances de charge.

Sur la figure 3.2, la résistance R_0 est une résistance solide de quelques mégohms, mais toutes les autres résistances sont des résistances liquides à sulfate de cuivre. La valeur de résistance dépend de la concentration en ions. Par rapport aux résistances carbone, elles présentent l'avantage de mieux supporter les surtensions, au prix d'une valeur de résistance fortement non-linéaire avec la tension. En diminuant la concentration en sulfate de cuivre, donc en augmentant la valeur de ces résistances, nous avons obtenu un meilleur comportement de déclenchement du Marx. Les caractéristiques électriques du générateur de Marx sont résumées dans le tableau 3.1. Les self-inductances des éclateurs et de la liaison entre le Marx et la ligne ont été estimées par la formule classique des lignes coaxiales (eq. 3.11 page 43).

Capacité moyenne par étage	179 nF
Capacité équivalente en fonctionnement	44,6 nF
Tension de charge	25-30 kV
Energie électrique stockée	225-325 J
Self-inductance de chaque condensateur	40 nH
Self-inductance de chaque éclateur	30 nH
Self-inductance entre le Marx et la ligne	50 nH
Résistance totale du Marx (éclateurs)	1 Ω

TAB. 3.1 – Caractéristiques électriques du générateur de Marx

3.3 La ligne à eau

Elément de transition entre le générateur de Marx et le capillaire, la ligne de formation d'impulsion joue un rôle fondamental. Pour bien comprendre son fonctionnement, nous avons réalisé une modélisation par éléments finis en la découpant en tranches considérées comme des circuits RLC. Cette simulation numérique, qui permet de visualiser l'intensité et la tension en tout point de la ligne lors des différentes phases d'un tir, fait l'objet du chapitre 5. Dans ce chapitre, en considérant la ligne comme un composant électronique idéal, nous étudierons de façon analytique son comportement tout d'abord lors de sa charge par le Marx, puis une fois que l'éclateur principal a éclaté.

3.3.1 Circuit équivalent lors de la décharge du Marx dans la ligne

Comme nous l'avons dit précédemment, la ligne connaît deux phases successives. Dans un premier temps, tant que l'éclateur principal ne fonctionne pas, la ligne de formation d'impulsion se comporte approximativement comme un condensateur cylindrique. Il est intéressant d'étudier le circuit correspondant, tel qu'il est représenté par la figure 3.3. L'objectif est de déterminer les paramètres qui permettent d'optimiser le transfert d'énergie du Marx dans la ligne.

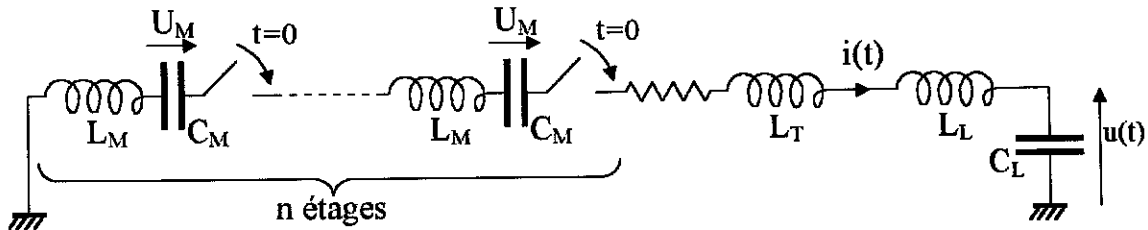


FIG. 3.3 – Circuit correspondant à la charge de la ligne de formation d'impulsion par le Marx

C_M est la capacité des condensateurs utilisés dans le Marx, C_L est celle de la ligne de formation. L_M est la self-inductance de chacun des n étages, c'est-à-dire celle d'une capacité en série avec un éclateur. L_T est la self-inductance de l'élément de transition entre le dernier éclateur et l'entrée de la ligne, L_L est celle de la ligne. Soit L l'inductance équivalente de ces inductances en série :

$$L = nL_M + L_T + L_L$$

On considère qu'à l'instant $t=0$, les éclateurs se déclenchent, ce qui revient à fermer tous les interrupteurs. A l'origine des temps, les condensateurs sont chargés à la tension U_M , la ligne n'est pas chargée donc sa tension u est nulle, et le courant i à l'entrée de la ligne est nul aussi par continuité du courant dans les inductances. Dans ce circuit RLC, le courant vérifie l'équation différentielle du second ordre :

$$(3.1) \quad L \frac{d^2 i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \left(\frac{n}{C_M} + \frac{1}{C_L} \right) i = 0$$

En fait, deux constantes de temps sont en jeu. Posons :

$$\tau_R = \frac{2L}{R} \quad \text{et} \quad \tau_{LC} = \sqrt{L \frac{C_L C_M / n}{C_L + C_M / n}}$$

Le rapport de ces deux constantes de temps fait apparaître l'impédance Z du circuit LC :

$$\frac{\tau_{LC}}{\tau_R} = \frac{R}{2Z} \quad ; \quad \text{avec} \quad Z = \sqrt{\frac{L(C_L + C_M / n)}{C_L C_M / n}}$$

L'équation du courant s'écrit sous la forme simplifiée :

$$(3.2) \quad \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{2}{\tau_R} \frac{di}{dt} + \frac{1}{\tau_{LC}^2} i = 0$$

Nous sommes dans une configuration où la résistance est petite, donc τ_R est un temps plus long que τ_{LC} . Les racines du polynôme associé à l'équation différentielle sont donc complexes :

$$\alpha = -\frac{1}{\tau_R} \pm j\omega \quad ; \quad \text{avec} \quad \omega = \sqrt{\frac{1}{\tau_{LC}^2} - \frac{1}{\tau_R^2}} = \frac{1}{\tau_{LC}} \sqrt{1 - \frac{R^2}{4Z^2}}$$

Comme $i|_{t=0}=0$, la solution est de la forme :

$$(3.3) \quad i(t) = I_0 \sin(\omega t) e^{-t/\tau_R}$$

Le facteur I_0 est donné par les conditions initiales, en prenant la somme des tensions du circuit :

$$nU_M - L \left. \frac{di}{dt} \right|_{t=0} = 0 \quad ; \quad \text{d'où :} \quad I_0 = \frac{nU_M}{L\omega}$$

Pour obtenir l'expression de la tension dans la ligne, il nous faut encore réaliser une intégration :

$$\begin{aligned} \frac{du}{dt} &= \frac{i(t)}{C_L} \quad ; \quad \text{d'où :} \\ u(t) &= \frac{I_0}{2jC_L} \int_0^t (e^{j\omega s} - e^{-j\omega s}) e^{-s/\tau_R} ds \end{aligned}$$

A la fin du calcul, la tension dans la ligne s'écrit sous la forme :

$$(3.4) \quad u(t) = U_\infty \left[1 - \left(\cos(\omega t) + \frac{\tau_{LC}}{\tau_R} \sin(\omega t) \right) e^{-t/\tau_R} \right]$$

Il s'agit d'une oscillation amortie autour de la limite U_∞ , où nous avons posé :

$$(3.5) \quad U_\infty = \frac{\omega I_0}{C_L (\omega^2 + 1/\tau_R^2)} = \frac{\tau_{LC}^2}{LC_L} nU_M = \frac{C_M / n}{C_L + C_M / n} nU_M$$

En ce qui concerne le générateur, appelons U_{Marx} la tension aux bornes du condensateur équivalent au Marx, de capacité C_M/n . Il est important de connaître l'évolution de la tension aux bornes des condensateurs du Marx, égale à U_{Marx}/n , puisque leur durée de vie dépend du facteur d'inversion de tension. Par contre, il faut remarquer qu'il n'y a pas de point dans le circuit dont la tension est égale à U_{Marx} , à cause des inductances qui séparent les condensateurs en série. A l'instant initial, $U_{\text{Marx}} = nU_M$. Ensuite, cette tension obéit à l'équation différentielle :

$$\frac{C_M}{n} \frac{dU_{\text{Marx}}}{dt} = i(t) = C_L \frac{du}{dt}$$

d'où $U_{\text{Marx}}(t) = n \left(U_M - \frac{C_L}{C_M} u(t) \right)$

Vérifions que cette tension converge vers la même valeur que pour la ligne :

$$\lim_{t \rightarrow \infty} U_{\text{Marx}} = n \left(U_M - \frac{C_L}{C_M} \lim_{t \rightarrow \infty} u \right) = nU_M - \frac{C_L}{C_L + C_M/n} nU_M = U_{\infty}$$

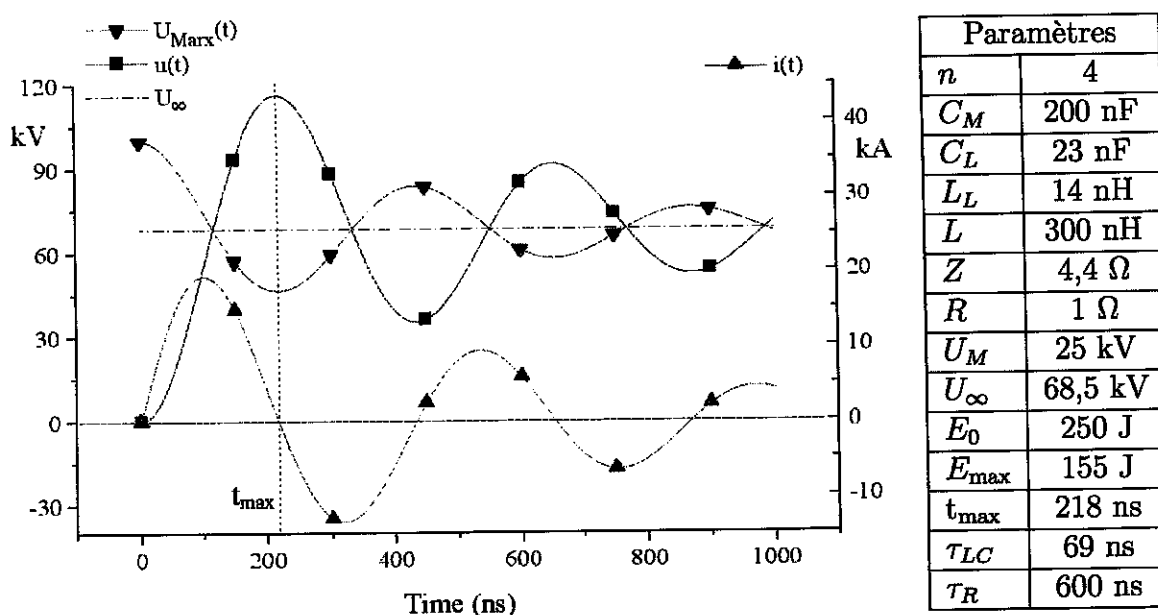


FIG. 3.4 – Courant et tension dans le circuit de la figure 3.3

Le courant de charge et la tension dans la ligne et dans le Marx calculés pour des valeurs approchées de nos conditions sont représentés figure 3.4. A l'équilibre, lorsque $t \rightarrow +\infty$, le courant est nul et la tension, identique à la sortie du Marx et dans la ligne, est inférieure à la tension initiale. Maintenant, nous sommes en mesure de calculer les termes d'énergie. L'énergie initialement disponible est stockée sous forme purement électrostatique dans les condensateurs du Marx, égale à :

$$E_0 = \frac{1}{2} n C_M U_M^2$$

Il est remarquable de noter que l'énergie dissipée par effet Joule entre l'état initial et l'état d'équilibre ne dépend pas de la valeur de la résistance :

$$E_{\text{Joule}} = \frac{1}{2} n C_M U_M^2 - \frac{1}{2} (C_M/n + C_L) U_\infty^2 = \frac{1}{2} \frac{C_L C_M/n}{C_L + C_M/n} (n U_M)^2$$

Déterminons le maximum de l'énergie contenue dans la ligne. Cette dernière est la somme des énergies électrique et magnétique, soit :

$$E = \frac{1}{2} C_L u^2 + \frac{1}{2} L_L i^2$$

Lorsque le maximum est atteint, la dérivée s'annule :

$$\frac{dE}{dt} = C_L u \frac{du}{dt} + L_L i \frac{di}{dt} = i \left(u + L_L \frac{di}{dt} \right) = 0$$

Par définition, la dérivée temporelle de l'énergie contenue dans la ligne représente la puissance qui y entre. Le second terme du produit est la tension à l'entrée de la ligne. Comme ce point est intermédiaire entre le Marx et la ligne, sa tension converge par une oscillation amortie vers la valeur U_∞ , d'après les équations 3.3 et 3.4 :

$$u + L_L \frac{di}{dt} = U_\infty + \left[\left(-U_\infty + \frac{L_L}{L} n U_M \right) \cos(\omega t) - \left(U_\infty \frac{\tau_{LC}}{\tau_R} + \frac{L_L}{L} \frac{n U_M}{\omega \tau_R} \right) \sin(\omega t) \right] e^{-t/\tau_R}$$

Cette tension ne s'annule pas. Par suite, les maxima de l'énergie contenue dans la ligne correspondent aux moments où le courant est nul, c'est-à-dire quand l'énergie est purement électrostatique. D'après l'équation 3.3, ceci arrive pour la première fois lorsque $t = \pi/\omega = t_{\text{max}}$ et correspond au maximum de la tension dans la ligne :

$$(3.6) \quad u_{\text{max}} = U_\infty \left(1 + e^{-\pi/(\tau_R \omega)} \right) \approx U_\infty \left(1 + e^{-\pi R/(2Z)} \right)$$

Dans un fonctionnement idéal de la ligne, c'est à cette valeur de tension que se déclenche l'éclateur principal. Si C_L est petit devant C_M/n , et R devant Z , cette valeur peut avoisiner le double de la tension $n U_M$. L'énergie contenue dans la ligne à ce moment-là est de :

$$(3.7) \quad E_{\text{max}} = \frac{1}{2} C_L u_{\text{max}}^2 \approx \underbrace{\frac{1}{2} n C_M U_M^2}_{E_0} \underbrace{\frac{4 C_L C_M/n}{(C_L + C_M/n)^2}}_{\text{coeff. 1}} \underbrace{\left(\frac{1 + e^{-\pi R/(2Z)}}{2} \right)^2}_{\text{coeff. 2}}$$

Nous voyons apparaître l'énergie initialement stockée dans le Marx, affectée par deux coefficients. Le premier atteint son maximum égal à 1 si $C_L = C_M/n$ et tend vers 0 si le rapport des deux capacités s'éloigne de 1. Le second terme vaut 1 si la résistance est nulle, et décroît exponentiellement vers $\frac{1}{4}$ lorsque R augmente.

3.3.2 Prise en compte de la capacité de l'éclateur ouvert

Tant qu'il n'y a pas de décharge dans l'éclateur principal, on peut le considérer comme un condensateur puisqu'il est composé de deux conducteurs séparés par un diélectrique. Pour fixer les ordres de grandeur, cette capacité est de l'ordre de la dizaine de pF, elle est donc très petite devant les dizaines de nF de la ligne à eau. Il est toutefois important de comprendre son influence dans le circuit électrique.

Reprenons le schéma de la figure 3.3 en lui ajoutant une branche composée de la capacité de l'éclateur, de l'inductance et de la capacité de la seconde ligne à eau. Le nouveau circuit est indiqué sur la figure 3.5, où l'indice 1 désigne la ligne de formation d'impulsion et l'indice 2 désigne celle de transmission. C_e est la capacité de l'éclateur ouvert.

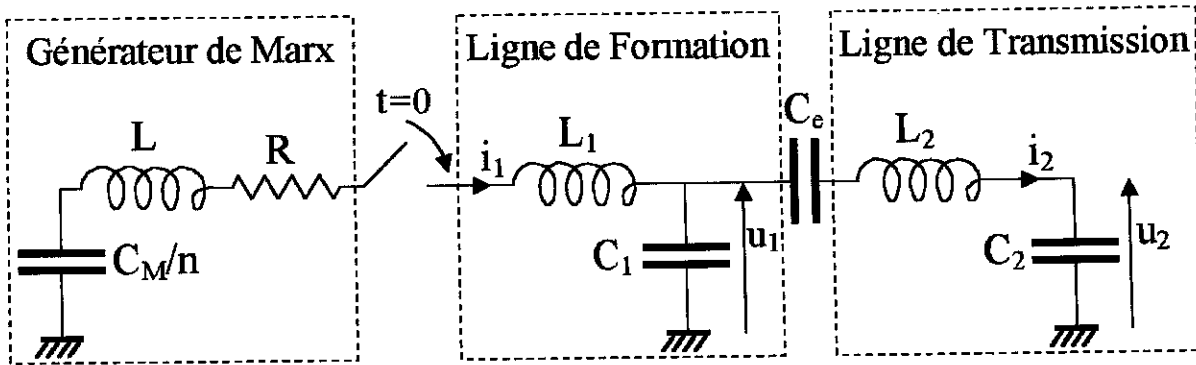


FIG. 3.5 – Circuit de charge des lignes à eau reliées par la capacité de l'éclateur

Nous supposons que la nouvelle branche est une petite perturbation, c'est-à-dire que $i_2 \ll i_1$. Par conséquent, nous conservons pour i_1 la solution trouvée précédemment :

$$i_1(t) = I_0 \sin(\omega t) e^{-t/\tau_R}$$

Dans la nouvelle branche, i_2 vérifie l'équation différentielle :

$$(3.8) \quad \frac{i_1}{C_1} = \frac{du_1}{dt} = \left(\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_2} \right) i_2 + L_2 \frac{d^2 i_2}{dt^2}$$

Si nous posons $\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{L_2} \left(\frac{1}{C_e} + \frac{1}{C_2} \right)} \approx \sqrt{\frac{1}{L_2 C_e}}$, cela s'écrit :

$$(3.9) \quad \frac{d^2 i_2}{dt^2} + \omega_2^2 i_2 = \frac{C_e}{C_1} \omega_2^2 i_1$$

La solution est la somme d'une solution particulière de cette équation avec la solution générale de l'équation sans second membre. Cette dernière est de la forme $I_2 \sin(\omega_2 t - \varphi)$. Comme i_1 est une pseudo-sinusoïde dont la pulsation ω est très

petite devant ω_2 , nous pouvons considérer que $\frac{C_e}{C_1}i_1$ est une solution particulière de l'équation :

$$\frac{C_e}{C_1} \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{C_e}{C_1} \omega_2^2 i_1 \approx \frac{C_e}{C_1} (-\omega^2 + \omega_2^2) i_1 \approx \frac{C_e}{C_1} \omega_2^2 i_1$$

Finalement, l'intensité dans la seconde branche se met sous la forme :

$$(3.10) \quad i_2 = \frac{C_e}{C_1} i_1 + I_2 \sin(\omega_2 t - \varphi)$$

I_2 et φ sont fixés par les conditions initiales. Si nous considérons que les capacités C_1 , C_e et C_2 sont au potentiel nul au début de la décharge, nous en déduisons que I_2 est nul. Toutefois, comme nous avons fait des approximations, nous pouvons nous attendre à une oscillation rapide de faible amplitude assimilable à un bruit haute fréquence perturbant le signal principal proportionnel à i_1 . En négligeant ce bruit, la tension dans la deuxième ligne se calcule en écrivant :

$$C_2 \frac{du_2}{dt} = i_2 = \frac{C_e}{C_1} i_1 = C_e \frac{du_1}{dt} \quad ; \quad \text{d'où} \quad u_2 \approx \frac{C_e}{C_2} u_1$$

Les capacités C_e et C_2 réalisent un diviseur de tension capacitif. Comme $C_e \ll C_2$, nous avons donc $i_2 \ll i_1$ et $u_2 \ll u_1$, ce qui justifie les hypothèses faites au début du calcul. En fin de compte, la capacité de l'éclateur avant son fonctionnement induit effectivement une charge de la deuxième ligne, mais à une tension négligeable devant la tension principale. Cependant cette préimpulsion ne doit pas être ignorée si la charge est résistive.

3.3.3 Comportement de la ligne lors du fonctionnement de l'éclateur principal

Lorsque la tension dans la ligne de formation d'impulsion est suffisante pour déclencher l'éclateur principal, la ligne ne doit plus être considérée comme une capacité avec une inductance, mais comme une ligne coaxiale. Dans un premier temps, pour simplifier, nous prendrons le cas d'une ligne coaxiale idéale, sans perte, dont les caractéristiques sont les suivantes :

$$(3.11) \quad \left\{ \begin{array}{ll} \text{Capacité par unité de longueur} & \Gamma = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_r}{\ln(r_{ext}/r_{int})} \\ \text{Inductance par unité de longueur} & \Lambda = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(r_{ext}/r_{int}) \\ \text{Impédance} & Z = \sqrt{\frac{\Lambda}{\Gamma}} \approx \frac{60}{\sqrt{\epsilon_r}} \ln(r_{ext}/r_{int}) \\ \text{Vitesse de propagation} & v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}} \end{array} \right.$$

Dans un telle ligne dont l'axe est (Oz), la tension U comme l'intensité I obéissent à la même équation de propagation, dite des télégraphistes :

$$(3.12) \quad \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} - \Lambda \Gamma \frac{\partial^2 f}{\partial t^2} = 0$$

La solution de cette équation est l'ensemble des fonctions s'écrivant sous la forme :

$$f = \varphi(z + vt) \quad \text{ou} \quad f = \psi(z - vt)$$

Ceci revient à séparer la tension et l'intensité en deux composantes, notées + pour celle se propageant vers les z croissant et - pour celle se propageant vers les z décroissant. Nous comptons positivement la composante I^+ et les deux composantes U^+ et U^- , et négativement la composante I^- . Ainsi, nous avons $U = U^+ + U^-$ et $I = I^+ - I^-$, avec :

$$\begin{cases} U^+ = ZI^+ & \text{se propageant vers les } z \text{ croissant à la vitesse } v \\ U^- = ZI^- & \text{se propageant vers les } z \text{ décroissant à la vitesse } v \end{cases}$$

Revenons à la ligne de formation d'impulsion. Juste avant que l'éclateur ne se déclenche, on peut considérer qu'elle est chargée uniformément à la tension U_0 et que le courant est nul. Cela revient à superposer deux ondes $U_0^+/2$ et $U_0^-/2$ qui sont réfléchies respectivement sur l'éclateur ouvert et sur l'inductance du Marx (voir figure 3.6a.). Lorsque l'éclateur la séparant de la ligne de transmission devient conducteur, elle délivre donc une impulsion de tension $U_0/2$, de courant $U_0/(2Z)$ pendant la durée $2l/v$, si l est sa longueur (figure 3.6b.). Le devenir de cette impulsion dépend de la charge placée en aval des lignes coaxiales. Dans le cas où c'est une résistance égale à l'impédance des lignes, l'impulsion est entièrement absorbée par la charge (figure 3.6c.). Si ce n'est pas le cas, une partie de l'impulsion est réfléchie vers les lignes (figure 3.6d.).

Longueur de la ligne de formation	600 mm
Rayon intérieur de la ligne	57 mm
Rayon extérieur	64 mm
Permittivité relative du diélectrique (eau)	80
Impédance	0,78 Ω
Durée de l'impulsion délivrée ($2l/v$)	36 ns

TAB. 3.2 – Caractéristiques de la ligne de formation d'impulsion

Les caractéristiques de la ligne de formation d'impulsion sont indiquées dans le tableau 3.2. La ligne de transmission possède les mêmes caractéristiques, hormis une longueur deux fois plus petite. Au moment du claquage de l'éclateur principal, la ligne de formation est chargée à la tension u_{\max} donnée par l'équation 3.6. Le Marx est chargé entre 25 et 30 kV, ce qui correspond pour la ligne à une tension comprise entre 100 et 140 kV et à une énergie entre 115 et 225 J. Si le capillaire présentait une résistance constante et égale à l'impédance, il absorberait toute l'énergie électrique

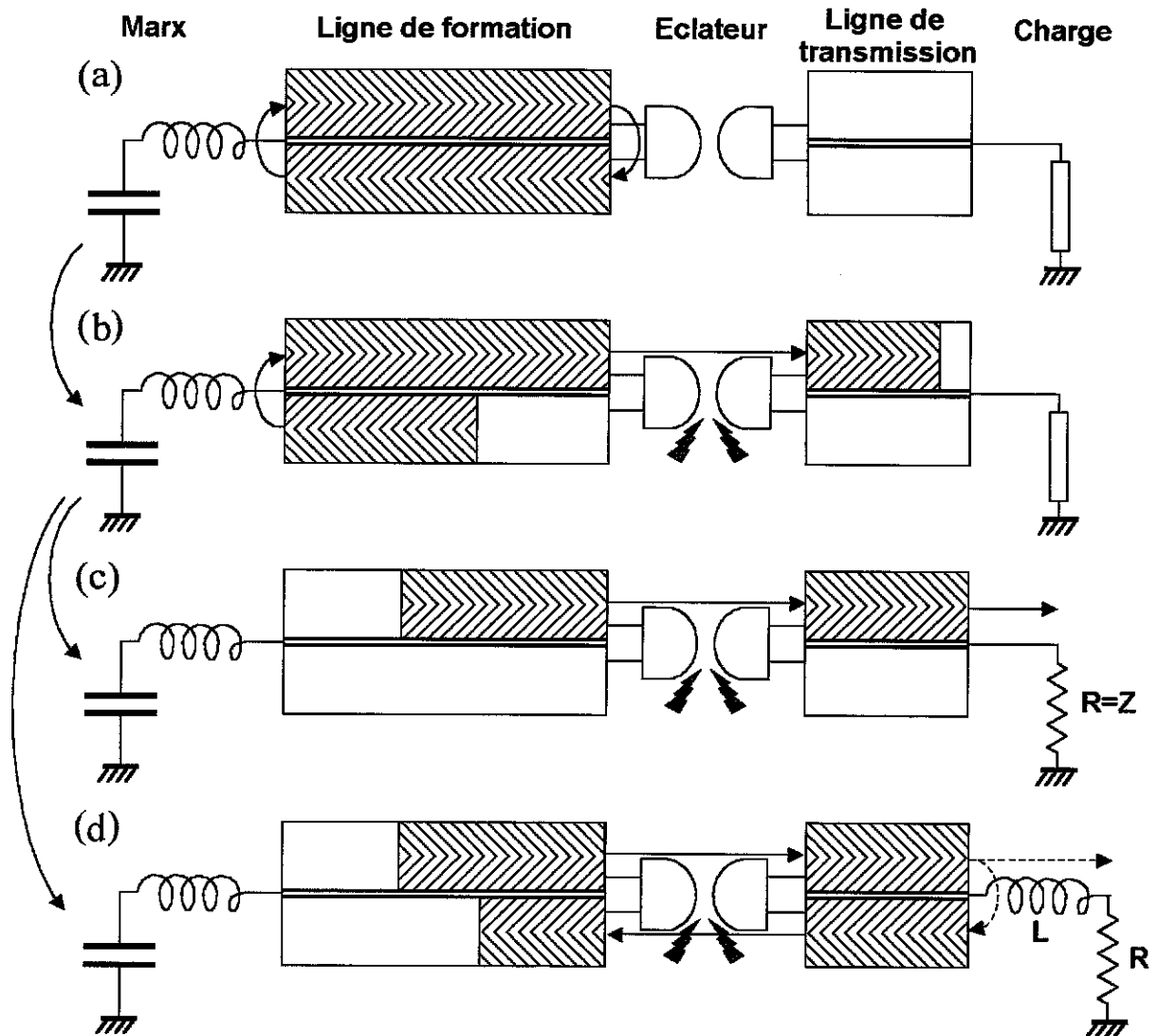


FIG. 3.6 – Représentation schématique de la décharge de la ligne de formation d'impulsion : (a) Ligne chargée à tension constante, courant nul. (b) Déclenchement de l'éclateur, propagation de l'onde de demi-tension vers la droite. (c) Absorption totale de l'onde dans le cas d'une charge résistive adaptée à l'impédance des lignes. (d) Réflexion partielle de l'onde dans le cas d'une charge non adaptée.

stockée dans la ligne pendant la durée de l'impulsion, soit un courant de 60 à 90 kA et une puissance électrique de 3 à 6 GW pendant une petite quarantaine de nano-secondes.

Mais dans la pratique, l'impulsion est plus longue et moins intense, ceci pour deux raisons : d'une part l'inductance du circuit formé par les deux lignes, l'éclateur et le capillaire est augmentée par les raccords, qui ne présentent pas une structure à impédance constante ; et d'autre part la résistance et l'inductance du plasma contenu dans le capillaire varient en fonction de ses caractéristiques (densité, température, géométrie). Pour prendre en compte la première cause, nous avons calculé le comportement électrique du système en le découpant en éléments finis. Ces simulations numériques font l'objet du chapitre 5. Attachons-nous maintenant à mieux comprendre la deuxième raison en évaluant les caractéristiques électriques du plasma capillaire.

3.4 Le capillaire

Placée à l'extrémité du système de puissance pulsée, la terminaison contenant le tube capillaire revêt une importance toute particulière. Le tube remplit plusieurs fonctions. Il permet bien sûr de confiner le plasma et de lui donner un aspect filiforme. Par ailleurs, il joue le rôle d'isolant entre l'électrode de haute tension et le retour de masse. Nous reviendrons dans la section 6.1.1 sur les problèmes d'isolation électrique que nous avons rencontrés. En général, le tube est en céramique (typiquement en alumine, comme c'est le cas ici) ou bien en plastique. Les électrodes peuvent être disposées soit en disque percé à l'orée du tube, soit en tige à l'intérieur. Comme illustré par la figure 3.7, nous avons placé une électrode-tige à l'extrémité de la ligne de transmission et une électrode-disque de l'autre côté du tube. Ceci permet de faire varier la longueur du plasma à inductance constante.

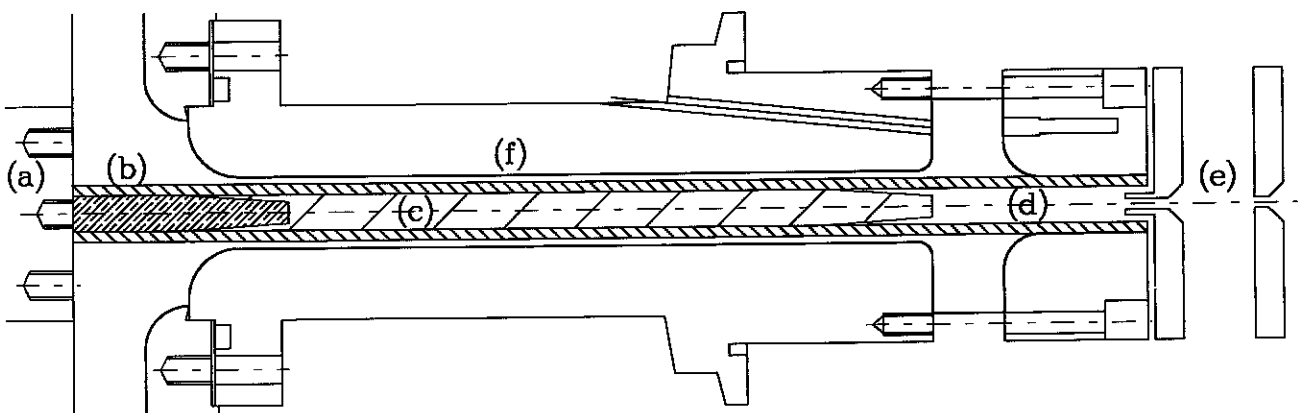


FIG. 3.7 – Assemblage du capillaire : (a) Terminaison de la ligne à eau. (b) Tube capillaire. (c) Deux exemples d'électrodes-tiges. (d) Plasma. (e) Deux exemples d'électrodes disque. (f) Retour de masse.

3.4.1 Résistance du plasma dans le capillaire

La conductivité d'un gaz ionisé a été calculée par Spitzer [Spitzer-59, pp.89-95] pour plusieurs cas particuliers simples. Dans un plasma idéal dit de Lorentz, dans lequel les électrons n'interagissent pas entre eux, et où les ions chargés Z fois sont au repos, la conductivité de Spitzer est égale à :

$$(3.13) \quad \sigma_L [\text{S.m}^{-1}] = 2,6 \cdot 10^{-2} \frac{T^{3/2} [\text{K}]}{Z \ln \Lambda}$$

Cette formule repose sur les collisions coulombiennes entre les électrons (mobiles) et les ions (fixes), dans l'approximation des petits transferts d'impulsion, d'où la présence du logarithme coulombien $\ln \Lambda$. Λ est le rapport de deux longueurs entre lesquelles on considère ce type de collision. La limite supérieure est la longueur de Debye d'écrantage du champ électrique par les électrons du plasma. La limite inférieure est la longueur de Landau, distance minimale d'approche lors des collisions électron-ion, pour laquelle l'énergie cinétique de l'électron incident est entièrement transférée à l'ion. Pour les plasmas de température supérieure à quelques électrons-Volts, ce logarithme est donné par la formule numérique [Rax-00] :

$$\ln \Lambda = \ln \left(\frac{\lambda_D}{\lambda_L} \right) \approx 24 - \ln \left(\frac{\sqrt{n_e [\text{cm}^{-3}]} }{T_e [\text{eV}]} \right)$$

Pour tenir compte des interactions électroniques, Spitzer a calculé un facteur γ_E par lequel il faut multiplier la conductivité idéale. Il vaut 0,582 pour $Z=1$ et tend vers 1 lorsque Z est très grand. Spitzer a calculé les valeurs de 0,785 pour $Z=4$ et de 0,923 pour $Z=16$, mais ne donne pas les valeurs intermédiaires. Nous prendrons 0,85 pour $Z=8$ (cas de l'argon néonoïde).

De plus, dans le cas d'un courant transverse à un fort champ magnétique, cette conductivité doit être corrigée par un facteur $\gamma_{EB} = 3\pi/32 \approx 0,295$. La condition d'un fort champ magnétique est remplie si la période de précession de Larmor est petite devant le temps de variation des quantités macroscopiques. Dans le cas d'un courant de 30 kA, le champ magnétique orthoradial à la distance $r=2,5$ mm de l'axe vaut :

$$B = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \approx 2,4 \text{ T}$$

et la période de Larmor est égale à :

$$\tau_L = \frac{2\pi}{B} \frac{m_e}{e} \approx 15 \text{ ps}$$

ce qui est inférieur au temps de variation du courant, de l'ordre de la nanoseconde. Nous sommes donc en présence d'un fort champ magnétique et il faut prendre en compte le facteur γ_{EB} .

Considérons maintenant deux cas de figure. Pour le plasma de pré-ionisation, c'est un plasma froid pour lequel nous prendrons $Z=1$, $T=1\text{eV}$. Dans le cas du plasma chaud créé par l'impulsion de haute puissance, nous estimerons $Z=8$ et $T=50\text{eV}$.

Dans les deux cas, nous prenons un logarithme coulombien égal à 7. Cela correspond aux résistivités suivantes :

$$(3.14) \quad \begin{cases} \rho_{\text{froid}} \approx 3,6 \cdot 10^{-4} \Omega \cdot \text{m} \\ \rho_{\text{chaud}} \approx 1,9 \cdot 10^{-5} \Omega \cdot \text{m} \end{cases}$$

Si le plasma froid de pré-ionisation remplit tout un tube capillaire de longueur $l = 15$ cm et de rayon $r = 2,5$ mm, sa résistance totale vaut alors :

$$R_{\text{froid}} = \frac{\rho_{\text{froid}} l}{\pi r^2} \approx 2,8 \Omega$$

La résistance totale du plasma dépend non seulement de sa résistivité mais aussi de sa géométrie. Si le plasma chaud est moins résistif, le fait d'être comprimé par effet *Z-pinch* à un diamètre de quelques centaines de microns augmente sa résistance. Nous pouvons considérer alors les deux plasmas (chaud sur l'axe et froid sur le bord) comme deux résistances en parallèle, dont l'ordre de grandeur est de quelques ohms. En résumé, la résistance du plasma dans le capillaire dépend de sa température, de sa densité, de son état d'ionisation et de sa structure spatiale. Elle est comprise entre une fraction et quelques ohms.

3.4.2 Inductance du capillaire

L'inductance de la section terminale est estimée en considérant le plasma comme le conducteur central d'une ligne coaxiale dont le diamètre intérieur est celui du tube capillaire, et le diamètre extérieur est déterminé par le retour de masse. Dans le cas où le diamètre intérieur est de 5 mm, sachant que le diamètre extérieur est égal à 10 mm, et pour un capillaire long de 15 cm, cela donne l'inductance suivante :

$$L = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \left(\frac{D_e}{D_i} \right) l \approx 21 \text{ nH}$$

En réalité, l'inductance est plus grande que cela, principalement à cause de la géométrie du retour de masse : la cavité permettant la mesure du courant et la jonction avec la ligne à eau sont autant de volumes qui augmentent l'inductance totale d'environ 20 nH. De plus, la compression radiale (effet *Z-pinch*) de la colonne de plasma augmente elle aussi l'inductance du circuit. Par exemple, la compression d'un facteur 10 (diamètre de 500 μm dans un capillaire de diamètre 5 mm) entraîne une augmentation de l'inductance de 69 nH.

Par ailleurs, lorsque le diamètre interne du tube passe de 5 à 4 mm, l'inductance est augmentée de 6,7 nH. Elle l'est de 8,6 nH si le diamètre diminue de 4 à 3 mm. En tout, nous pouvons donc évaluer l'inductance de la section contenant le capillaire entre 40 et 55 nH en fonction du diamètre du tube, sachant que cette valeur peut augmenter en fonction de la dynamique du plasma conducteur.

Chapitre 4

Diagnostics et synchronisation

4.1 Diagnostics électriques

Les deux paramètres principaux de la décharge électrique sont d'une part le courant traversant le tube capillaire, et d'autre part la tension à ses bornes. Les instruments habituels (oscilloscope, sondes haute tension, bobines de Rogowskii) sont limités soit en tension d'entrée, soit en résolution temporelle, soit encore par les contraintes géométriques autour du capillaire. Par conséquent, pour mesurer avec une précision temporelle de l'ordre de la nanoseconde les dizaines de kilovolts et de kiloampères qui sont en jeu, nous sommes obligés de concevoir et de fabriquer nous-mêmes les diagnostics électriques.

Nous présenterons successivement deux variantes de capteur de flux magnétique permettant d'obtenir un signal proportionnel à la dérivée temporelle du courant, puis nous décrirons le diviseur de tension de type capacitif que nous avons réalisé pour mesurer la tension.

4.1.1 Bobines captant le flux magnétique

Il est nécessaire de suivre l'évolution temporelle du courant électrique dans le capillaire, en particulier de disposer d'une connaissance à la fois de la valeur absolue de l'intensité et des instants précis où le courant présente des accidents. Pour mesurer un courant fort et de haute fréquence, on utilise en général un capteur de flux magnétique, comme par exemple les bobines de Rogowskii qui délivrent une tension proportionnelle au courant les traversant. Ces capteurs, tel qu'on les trouve dans le commerce, ne sont pas adaptés à la décharge capillaire à cause de leur encombrement. C'est pourquoi deux petites bobines identiques ont été conçues et fabriquées au laboratoire. Elles sont placées dans le vide de part et d'autre du capillaire, à environ $R = 7$ mm de l'axe, comme indiqué sur la figure 4.1. Notons qu'il est préférable de les placer au niveau du capillaire plutôt que de la ligne coaxiale pour connaître le courant passant réellement dans le plasma. Chaque bobine est constituée de 4 spires de diamètre $d \approx 2$ mm, et reliée à l'oscilloscope par un câble coaxial 50Ω .

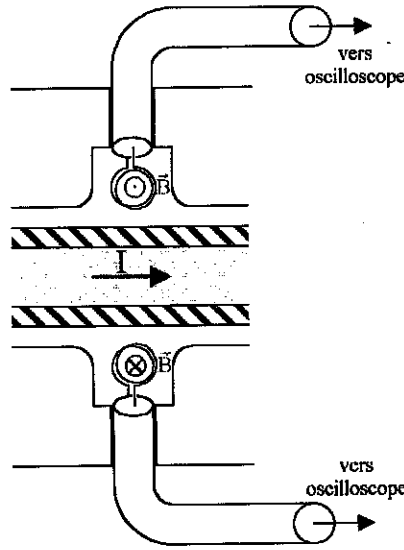


FIG. 4.1 – Bobines captant le flux magnétique pour la mesure du courant

En première approximation, le flux magnétique capté par la bobine est de :

$$\Phi \approx 4 \times B(R) \times S = 4 \times \frac{\mu_0 I}{2\pi R} \times \frac{\pi}{4} d^2$$

ce qui correspond à une inductance mutuelle de :

$$M = 4 \times \frac{\mu_0}{2\pi R} \times \frac{\pi}{4} d^2 \approx 0,3 \text{ nH}$$

Par la loi de Lenz, la tension u mesurée aux bornes de la bobine est :

$$u = -\frac{d\Phi}{dt} = -M \frac{dI}{dt}$$

Expérimentalement, ces bobines sont testées en déchargeant un condensateur à travers un câble passant à l'intérieur du capillaire et aussi à travers une bobine de Rogowskii dont les caractéristiques sont connues. En analysant la transitoire de décharge du condensateur, on vérifie que le signal enregistré est proportionnel à la dérivée du courant. Par comparaison des signaux obtenus, on mesure une inductance mutuelle de :

$$M \approx 0,4 \text{ nH}$$

Bien que cette inductance mutuelle n'ait pas une valeur très grande, une impulsion de plusieurs dizaines de kiloampères en quelques dizaines de nanosecondes induit une tension de plusieurs centaines de volts. Il est possible d'interposer un boîtier intégrateur analogique qui donnerait directement un signal proportionnel à I , mais nous avons opté pour le signal direct afin de garder plus d'information sur les variations rapides de courant. Pour interpréter les expériences, le courant I a été déduit du signal en l'intégrant par des méthodes numériques.

4.1.2 Capteur de flux magnétique par une boucle empruntant le retour de courant

Suite à des problèmes de claquage à travers la paroi du tube capillaire en alumine, nous avons dû revoir la géométrie du retour de masse en éliminant les angles vifs dans le métal. Or, la cavité dans laquelle sont logées les bobines présente des angles vifs, et les bobines elles-mêmes, parce qu'elles sont en métal et de petites dimensions, augmentent le champ électrique. C'est pourquoi nous avons mis de côté les bobines au profit d'une variante de capteur de flux magnétique similaire à un transformateur. Dans cette configuration illustrée figure 4.3a., le circuit primaire est constitué du capillaire et du retour de masse auquel on fait faire un détour par une gorge de rayon r_D , tandis que le secondaire, dont les extrémités sont connectées au câble coaxial, est composé d'une pinoche AB et de la gorge de retour de masse. La pinoche est placée à la distance r_A de l'axe, et son rayon est r_p . La hauteur de la cavité est h .

Pour commencer, nous étudierons la configuration la plus simple où le courant de retour de masse est uniforme dans un conducteur cylindrique. Puis nous verrons le cas plus compliqué où le retour de masse est assuré par un nombre fini de vis. Ensuite, le lien entre la mesure de tension à l'oscilloscope et l'intensité dans le capillaire sera approfondi. Enfin, nous déterminerons les limites en fréquence de ce dispositif de mesure.

Cas d'un retour de courant homogène par un conducteur cylindrique

Cette situation est celle d'un câble coaxial. Le champ magnétique est orthoradial, et sa valeur à la distance r de l'axe z est :

$$(4.1) \quad \vec{B}(r) = \frac{\mu_0 I}{2\pi r} \vec{e}_\theta$$

Par conséquent, le flux traversant la boucle ABCDA (voir fig. 4.3a.) est égal à :

$$(4.2) \quad \Phi = \iint \vec{B} \cdot d\vec{S} = \int_{r=r_A}^{r_D} \frac{\mu_0 I}{2\pi r} h \, dr = \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln \frac{r_D}{r_A} \cdot I$$

D'où l'inductance mutuelle :

$$(4.3) \quad M_0 = \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln \frac{r_D}{r_A}$$

Quand un courant I traverse le circuit primaire (le plasma contenu dans le capillaire et le retour de masse), cette inductance mutuelle apporte une force électromotrice $E = -M_0 dI/dt$ au circuit secondaire. Ce dernier est représenté sur la figure 4.2a., avec une résistance que nous négligerons et une inductance interne donnée par la formule :

$$l = \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln \frac{r_D^2 - r_A^2}{2r_D r_p}$$

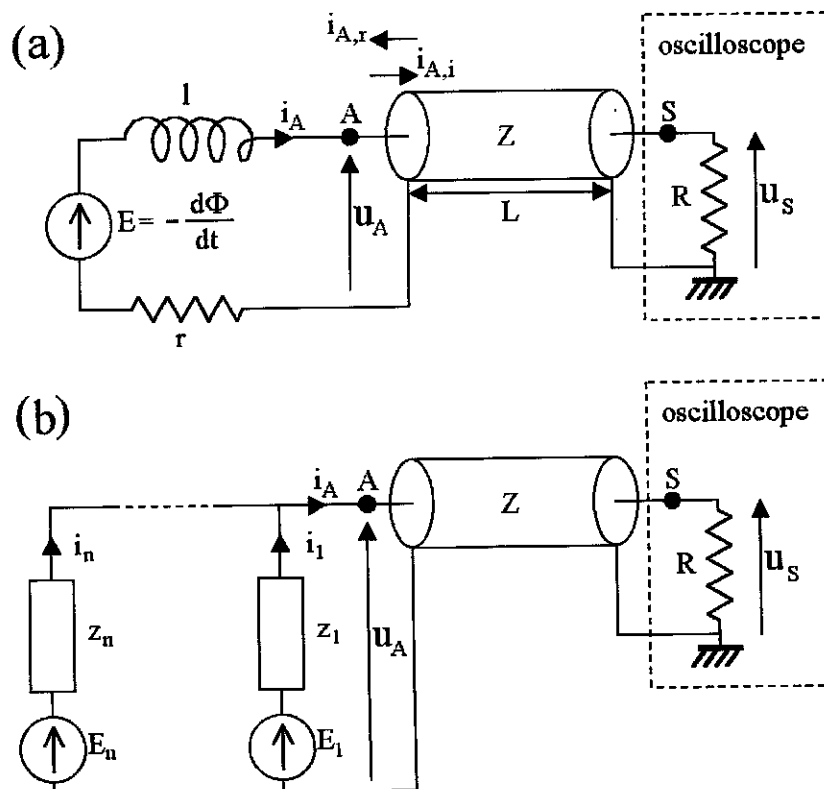


FIG. 4.2 – Schéma électrique du circuit de la boucle : (a) Cas d'un retour de masse par un conducteur cylindrique. (b) Cas d'un retour de masse par un nombre fini de conducteurs.

Cas d'un retour de courant par un nombre fini de conducteurs

Pour des raisons d'ordre mécanique, au niveau de la gorge du capteur de flux, le retour de courant n'est pas assuré par un conducteur cylindrique mais par un nombre fini de n vis de rayon r_0 disposées autour du capillaire sur un cercle de rayon r_D . Dans notre montage, $n = 6$, mais nous garderons la notation n de manière à rester général. Dans ce cas là, le capteur de flux magnétique est similaire à un transformateur où le primaire est composé de n boucles concentriques et le secondaire de n boucles s'appuyant sur des cercles non-concentriques, comme indiqué sur les figures 4.4a. et b. Le circuit équivalent du circuit secondaire est composé de n branches en parallèle comportant un générateur de force électro-motrice et une impédance interne, comme indiqué figure 4.2b.

La tension aux bornes du capteur est égale à :

$$u_A = E_k - z_k i_k, \quad 1 \leq k \leq n$$

où z_k est en fait l'opérateur $r_k + l_k \frac{d}{dt}$. Nous le traiterons néanmoins comme une simple variable, sachant que la dérivée temporelle revient à une multiplication par $j\omega$ si l'on se place dans l'espace de Fourier.

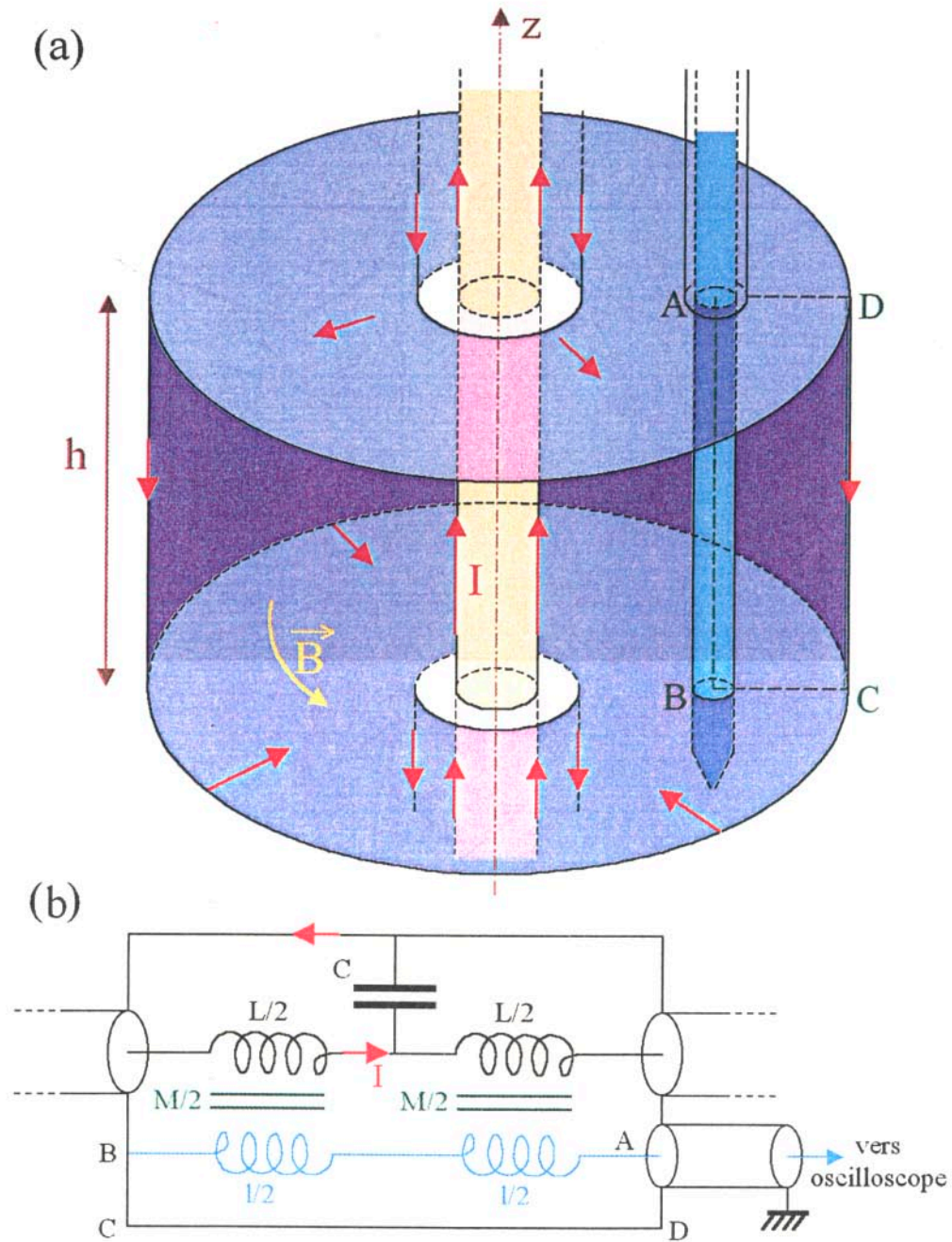


FIG. 4.3 – Capteur de flux magnétique par une boucle utilisant le retour de courant :
(a) Schéma du montage. (b) Schéma équivalent électrique.

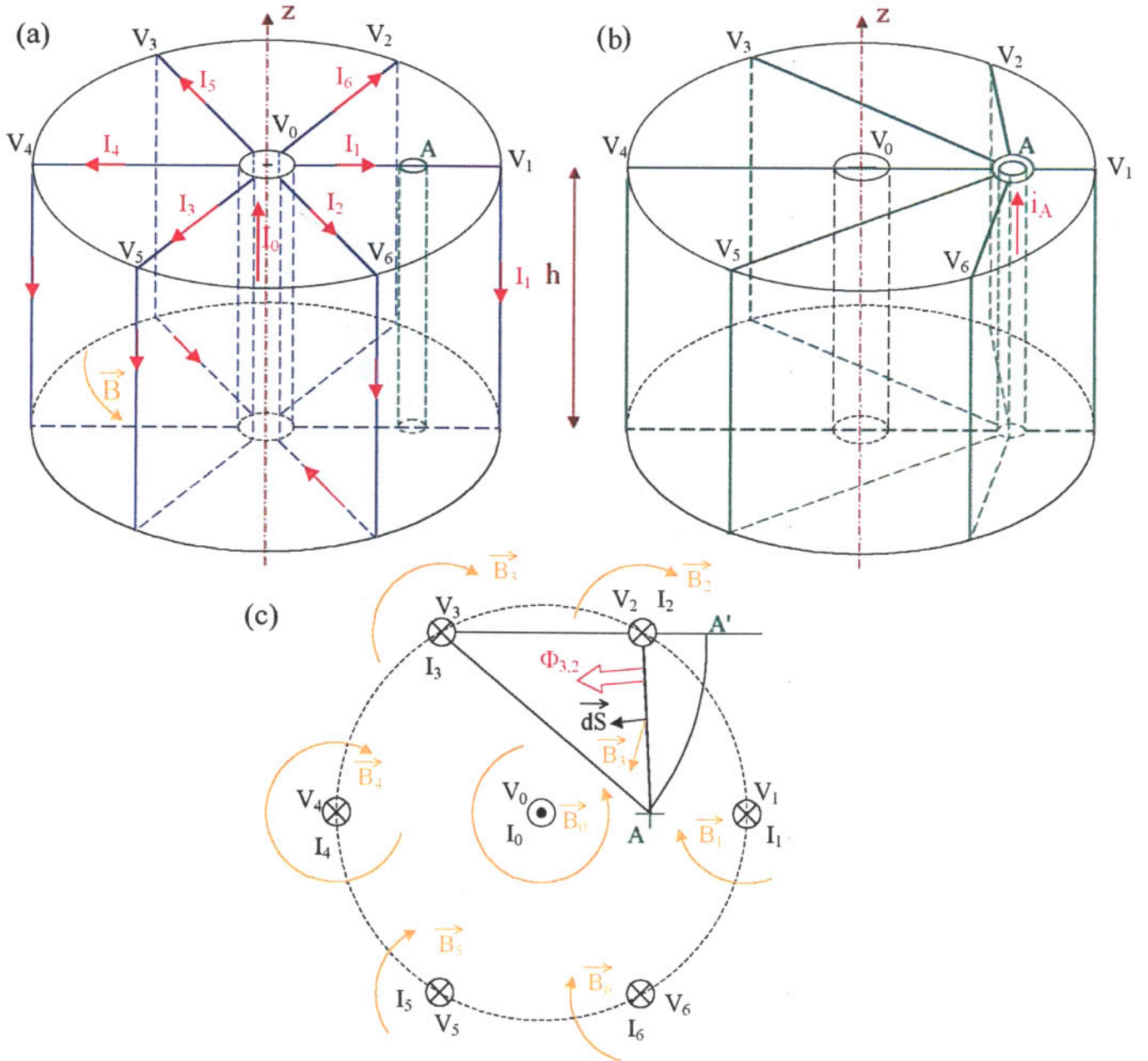


FIG. 4.4 – Cas d'un retour de masse par 6 vis : (a) Circuit primaire du transformateur équivalent. (b) Circuit secondaire. (c) Vue de dessus, flux magnétique exercé par le courant I_3 sur la boucle $[AV_2]$.

Le courant i_A est la somme des i_k , soit :

$$i_A = \sum_{k=1}^n i_k = \sum_k \frac{E_k - u_A}{z_k}$$

Appelons z_{eq} l'impédance équivalente, nous obtenons la relation :

$$u_A = \sum_{k=1}^n \frac{z_{eq}}{z_k} E_k - z_{eq} i_A \quad , \quad \text{avec :} \quad \frac{1}{z_{eq}} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{z_k}$$

Dans la suite, nous supposons que la résistance de la boucle k est négligeable devant sa réactance inductive, le produit ωl (voir la justification page 61). En confondant le rayon de la pinoche avec celui des vis, sa self-inductance est calculée par la formule des lignes bifilaires :

$$l_k = \frac{\mu_0}{\pi} h \ln \frac{AV_k}{r_0} \quad , \quad \frac{1}{l_{eq}} = \sum_{k=1}^n \frac{1}{l_k}$$

La force électro-motrice équivalente, telle qu'elle est vue au point A , est égale à :

$$(4.4) \quad E_{eq} = \sum_{k=1}^n \frac{z_{eq}}{z_k} E_k \approx \sum_{k=1}^n \frac{l_{eq}}{l_k} E_k$$

Pour chaque boucle k , la f. é.-m. induite vaut :

$$E_k = - \frac{d\Phi_k}{dt} = - \sum_{j=0}^n M_{j,k} \frac{dI_j}{dt}$$

où $M_{j,k}$ désigne l'inductance mutuelle du courant passant en V_j sur la boucle $[AV_k]$. Précisons que les courants ont des valeurs algébriques par rapport à leur orientation suivant l'axe des z .

Les calculs suivants sont illustrés par la figure 4.4c., avec $k = 2$ et $j = 3$. Pour alléger le raisonnement, nous parlons de flux à travers un arc de cercle ou un segment pour désigner le flux à travers la surface verticale (parallèle à l'axe z) s'appuyant sur ce motif filiforme. Notons A' le point de la demi-droite $[V_j V_k]$ tel que $V_j A' = V_j A$. Le champ magnétique est à flux conservatif, par suite le flux sortant à travers le contour fermé $AA'V_k A$ est nul. Le champ créé par le courant I_j est orthoradial par rapport à V_j , donc le flux sortant à travers l'arc de cercle $\widehat{AA'}$ est nul. Par conséquent, le flux magnétique créé par I_j et traversant $\overline{AV_k}$ est égal à celui traversant $\overline{A'V_k}$, c'est-à-dire :

$$\Phi_{j,k} = \frac{\mu_0}{2\pi} h I_j \ln \frac{V_j V_k}{V_j A}$$

d'où l'inductance mutuelle :

$$M_{j,k} = \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln \frac{V_j V_k}{V_j A}$$

En particulier, pour le courant central passant par V_0 , cette inductance mutuelle est égale à celle de la configuration coaxiale M_0 définie par l'équation 4.3 :

$$M_{0,k} = \frac{\mu_0}{2\pi} h \ln \frac{r_D}{r_A} = M_0$$

Si $j = k$, nous limitons la divergence en prenant le rayon des vis r_0 comme valeur pour $V_j V_k$ ¹. Le flux induit à travers la boucle k est donc finalement :

$$\Phi_k = \frac{\mu_0}{2\pi} h I_0 \ln \frac{r_D}{r_A} + \sum_{j=1}^n M_{j,k} I_j = \frac{\mu_0}{2\pi} h \left(I_0 \ln \frac{r_D}{r_A} + \sum_{j=1}^n I_j \ln \frac{V_j V_k}{V_j A} \right)$$

Il ne reste plus qu'à additionner les flux suivant la formule 4.4 pour obtenir le flux équivalent :

$$(4.5) \quad \Phi_{eq} = \sum_{k=1}^n \frac{z_{eq}}{z_k} \Phi_k = \frac{\mu_0}{2\pi} h \left(I_0 \ln \frac{r_D}{r_A} + \sum_{k=1}^n \sum_{j=1}^n \frac{l_{eq}}{l_k} I_j \ln \frac{V_j V_k}{V_j A} \right)$$

Nous retrouvons en terme principal le résultat obtenu précédemment (éq. 4.2), mais le nombre fini de vis ajoute un terme supplémentaire.

Si tout le courant de retour de masse passait par une seule vis j , l'inductance mutuelle serait alors égale à :

$$(4.6) \quad M_j = \frac{\mu_0}{2\pi} h \left(\ln \frac{r_D}{r_A} - \sum_{k=1}^n \frac{l_{eq}}{l_k} \ln \frac{V_j V_k}{V_j A} \right)$$

Les applications numériques montrent que l'inductance mutuelle est minimale si tout le courant retourne par la vis V_1 la plus proche de A , et qu'elle est maximale si le courant de retour passe par la vis diamétralement opposée à V_1 (ou par l'une des deux vis opposées, si leur nombre est impair). Les inductances calculées pour

¹ En toute rigueur, il faut intégrer le flux jusqu'à l'intérieur de la vis de retour de courant. Soit δ l'épaisseur de peau, égale à $\delta = \sqrt{\rho/(\pi\mu_0\mu_r f)}$ (voir la note page 76). A l'intérieur de la vis, le champ magnétique est nul en dessous de la zone :

$$\text{si } r_0 - \delta < r < r_0, \quad B(r) = \frac{\mu I_k}{2\pi r_0} \left(\frac{r - (r_0 - \delta)}{\delta} \right)$$

Après intégration, cela donne pour le flux :

$$\Phi_{k,k} = \frac{\mu_0}{2\pi} h I_k \left[\ln \frac{V_k A}{r_0} + \frac{\mu_r \delta}{2r_0} \right]$$

Il faut donc veiller à ce que les vis ne soient pas en un matériau ferro-magnétique. Le terme supplémentaire peut être pris en compte en prenant une valeur modifiée du rayon des vis :

$$r_0' = r_0 e^{-\delta/(2r_0)}$$

quelques valeurs de n sont dans le tableau 4.1. Les fluctuations peuvent être importantes, toutefois comme l'ensemble du circuit a une structure coaxiale, le courant n'a aucune raison de privilégier une vis en particulier. Dans le cas d'un retour de courant homogène entre les vis, $I_j = -I_0/n$. L'inductance mutuelle est alors la valeur moyenne des M_j , et s'écrit comme la somme de l'inductance dans le cas coaxial M_0 et d'un terme M_r d'inductance mutuelle provenant des vis :

$$(4.7) \quad M_{\text{homogène}} = \langle M_j \rangle_{1 \leq j \leq n} = \frac{\mu_0}{2\pi} h \left(\ln \frac{r_D}{r_A} - \frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sum_{k=1}^n \frac{l_{eq}}{l_k} \ln \frac{V_j V_k}{V_j A} \right) = M_0 + M_r$$

Dans le tableau 4.1, ces valeurs sont confrontées d'une part avec celles calculées pour une configuration homogène par *QuickField*, un logiciel de calcul par éléments finis (voir fig. 4.5), et d'autre part avec celles que nous avons mesurées en faisant passer un courant alternatif RF connu dans un câble à l'intérieur du capillaire.

Nombre de vis	M_{\min} (éq. 4.6)	M_{\max} (éq. 4.6)	$M_{\text{homogène}}$ (éq. 4.7)	$M_{\text{QuickField}}$	M_{mesure}	Paramètres	
$n = 3$	0,45 nH	1,51 nH	1,16 nH	1,33 nH	1,5 nH	r_A	11 mm
$n = 4$	0,03 nH	1,49 nH	0,97 nH	1,03 nH		r_D	16,5 mm
$n = 6$	-0,4 nH	1,35 nH	0,79 nH	0,85 nH	0,9 nH	r_0	1,5 mm
$n = 8$	-0,6 nH	1,3 nH	0,70 nH	0,73 nH		h	8 mm
∞			0,65 nH	0,59 nH		M_0	0,65 nH

TAB. 4.1 – Estimations de l'inductance mutuelle suivant le nombre de vis assurant le retour du courant

Cas d'un retour de courant inhomogène par un conducteur cylindrique

Ayant résolu le cas d'un retour de courant inhomogène par un nombre fini de vis, nous pouvons nous attaquer au cas d'un retour de courant inhomogène par un conducteur cylindrique. Pour cela, il faut définir une densité de courant surfacique $j(\theta)$ à la surface du conducteur, au rayon r_D , comme indiqué sur la figure 4.6.

Il faut reprendre le calcul précédent, mais en remplaçant les séries discrètes par des intégrales continues. Ainsi, la force électro-motrice s'écrit² :

$$\langle E \rangle = - \frac{1}{2\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \frac{d\Phi}{dt} d\varphi$$

² Pour être exact, au vu de l'équation 4.4, il faudrait prendre la moyenne de la force électro-motrice pondérée par l'admittance angulaire y de la portion de circuit contenue dans l'angle $d\varphi$, soit :

$$\langle E \rangle = - \frac{d}{dt} \left[\frac{\int_{\varphi=0}^{2\pi} \Phi y d\varphi}{\int_{\varphi=0}^{2\pi} y d\varphi} \right]$$

Pour simplifier les calculs, notre approximation consiste à considérer que l'admittance angulaire est constante.

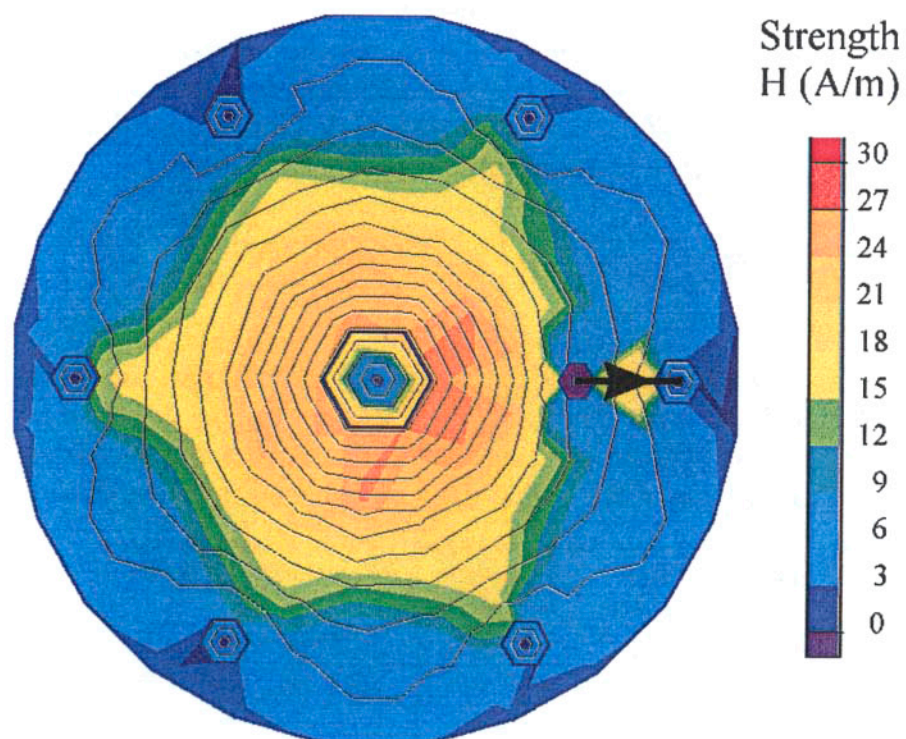


FIG. 4.5 – Calcul par éléments finis de la distribution du champ magnétique dans la configuration d'un retour de masse homogène par 6 vis

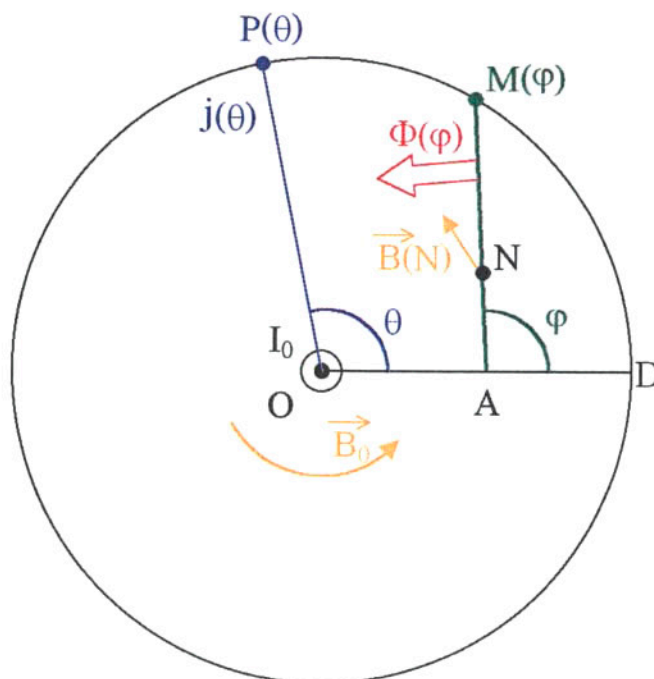


FIG. 4.6 – Calcul du flux dans le cas d'un retour de courant non-homogène $j(\theta)$

Le flux $\Phi(\varphi)$ à travers la surface portée par $[AM(\varphi)]$ est égal à :

$$\Phi(\varphi) = \int_{N \in [AM]} \vec{B}(N) \cdot \vec{e}_\varphi h dN$$

Le champ magnétique en N est donné par la formule de Biot et Savart :

$$\vec{B}(N) = \frac{\mu_0 I_0}{2\pi r_N} \vec{e}_\theta(N) + \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{\mu_0}{2\pi} \frac{j(\theta) \vec{z} \times \overrightarrow{PN}}{PN^2} r_B d\theta$$

Le champ apparaît clairement comme la somme de deux termes. Le premier vient du courant dans le conducteur central, son intégrale mène au flux Φ_c égal à celui de l'équation 4.2. Le second terme correspond à un flux Φ_r qui est une petite perturbation du terme précédent, et qui s'écrit :

$$\Phi_r(\varphi) = \frac{\mu_0}{2\pi} h \int_{N \in [AM]} \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{\overrightarrow{PN} \cdot d\vec{N}}{PN^2} r_B j(\theta) d\theta$$

En inversant les intégrales, on peut intégrer sur le segment AM et l'on obtient finalement la f. é.-m. suivante :

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &= -M_0 \frac{dI_0}{dt} + \langle E_r \rangle \quad , \quad \text{avec :} \\ \langle E_r \rangle &= \frac{\mu_0}{(2\pi)^2} h r_B \int_{\theta=0}^{2\pi} \frac{dj(\theta)}{dt} \int_{\varphi=0}^{2\pi} \ln \frac{PA}{PM} d\varphi d\theta \end{aligned}$$

Mesure de la f. é.-m. induite à l'oscilloscope

Pour traiter correctement l'influence du câble coaxial d'impédance Z et de longueur L entre le capteur de flux et l'oscilloscope, considérons dans un premier temps des signaux sinusoïdaux de pulsation ω . Nous nous plaçons dans le cas de la figure 4.2a., où la boucle possède une résistance interne r et une self-inductance l . Son impédance interne est donc $z_A = r + j\omega l$. Dans le cas d'un retour de masse par des vis, il faut prendre l'impédance équivalente des n boucles en parallèle. La tension aux bornes de la boucle s'écrit :

$$(4.8) \quad u_A = E - z_A i_A$$

Or le courant qui rentre dans le coaxial est la somme d'un terme incident et d'un terme réfléchi. Il en va de même pour la tension, suivant les relations :

$$\begin{aligned} i_A &= i_{A,i} - i_{A,r} \quad \text{et} \quad u_A = u_{A,i} + u_{A,r} \\ \text{avec : } u_{A,i} &= Z i_{A,i} \quad \text{et} \quad u_{A,r} = Z i_{A,r} \end{aligned}$$

L'équation 4.8 se met donc sous la forme :

$$(4.9) \quad u_{A,i} + u_{A,r} = E - \frac{z_A}{Z} (u_{A,i} - u_{A,r})$$

La traversée du câble revient à un retard de phase qui se traduit par un terme en $e^{-j\beta L}$ entre les composantes incidentes et réfléchies de u_A et u_S :

$$u_{S,i} = u_{A,i} e^{-j\beta L} \quad \text{et} \quad u_{A,r} = u_{S,r} e^{-j\beta L}$$

$$\text{avec : } \beta = \frac{\omega}{v} = \frac{\omega \sqrt{\epsilon_r}}{c}$$

Au niveau de l'oscilloscope, dans le cas où la résistance R n'est pas adaptée à l'impédance du câble Z (par exemple $1 \text{ M}\Omega$ pour un câble 50Ω), une partie du signal incident est réfléchi (voir [Roddy-86, chap. 1]) :

$$u_{S,r} = \Gamma u_{S,i} \quad , \quad \text{avec : } \Gamma = \frac{R - Z}{R + Z}$$

Ainsi, nous pouvons réécrire l'équation 4.9 de la façon suivante :

$$(4.10) \quad \left(1 + \frac{z_A}{Z}\right) u_{S,i} e^{j\beta L} + \left(1 - \frac{z_A}{Z}\right) \Gamma u_{S,i} e^{-j\beta L} = E$$

Sachant que $u_S = u_{S,i} + u_{S,r} = (1 + \Gamma)u_{S,i}$, nous obtenons après quelques lignes de calcul la relation suivante entre la tension u_S et la force électro-motrice E :

$$(4.11) \quad \left[\left(1 + \frac{z_A}{R}\right) \cos(\beta L) + j \left(\frac{z_A}{Z} + \frac{Z}{R} \right) \sin(\beta L) \right] u_S = E$$

Si la longueur du câble est petite devant la longueur d'onde, alors βL est proche de zéro et l'on peut écrire :

$$(4.12) \quad u_S = \frac{R}{R + z_A} E$$

Si l'on adapte l'impédance du scope en prenant $R = Z$, alors quelle que soit la longueur du câble, nous obtenons la même relation à un terme de déphasage près :

$$(4.13) \quad u_S = \frac{Z}{Z + z_A} e^{-j\beta L} E$$

Par contre, si la longueur du câble est plus longue que la longueur d'onde, et si l'impédance du scope n'est pas adaptée, alors la formule 4.11 ne se simplifie pas.

En transposant ces considérations au cas d'une impulsion, qui est un mélange de plusieurs fréquences, ces calculs montrent l'importance d'adapter correctement l'oscilloscope au câble pour que le rapport u_S/E soit indépendant de la fréquence. Si la résistance r et le produit ωl sont très petits devant Z , la tension mesurée à l'oscilloscope est proportionnelle à la dérivée du courant passant par le capillaire :

$$(4.14) \quad u_S \approx E = -M \frac{dI}{dt} \quad , \quad \text{avec : } M = M_{6 \text{ vis}} \approx 0,85 \text{ nH}$$

Limites en fréquence

Déterminons la plage de fréquence pour laquelle les calculs précédents sont justifiés, dans le cas à $n = 6$ vis que nous utilisons. En prenant en compte l'épaisseur de peau $\delta = \sqrt{\rho/(\pi\mu_0\mu_r f)}$ (voir page 76), la résistance dans le circuit de la boucle inductive est égale à :

$$r = \underbrace{\frac{\rho h}{2\pi r_p \delta}}_{\text{résistance pinoche}} + \underbrace{\frac{1}{n} \frac{\rho h}{2\pi r_0 \delta}}_{\text{retour de masse}} + \underbrace{2 \frac{\rho}{2\pi \delta} \ln \frac{r_D}{r_A}}_{\text{faces du cylindre}} \quad \text{A.N. } r [\Omega] \approx 2.10^{-3} \sqrt{f} [\text{MHz}]$$

La réactance inductive est égale à :

$$Z_L = \omega l = 2\pi f l_{\text{eq}} = \frac{2\mu_0 h f}{\sum_k \ln \frac{AV_k}{r_0}} \quad \text{A.N. } Z_L [\Omega] \approx 7,4.10^{-3} . f [\text{MHz}]$$

Cette réactance ainsi que la résistance sont tracées dans le graphique 4.7 en fonction de la fréquence. Il apparaît que dans la gamme de fréquences dans laquelle se situe l'impulsion, entre 1 et 100 MHz, l'inégalité suivante est bien vérifiée :

$$r \ll 2\pi f l_{\text{eq}} \ll Z_{\text{câble}} = 50 \Omega$$

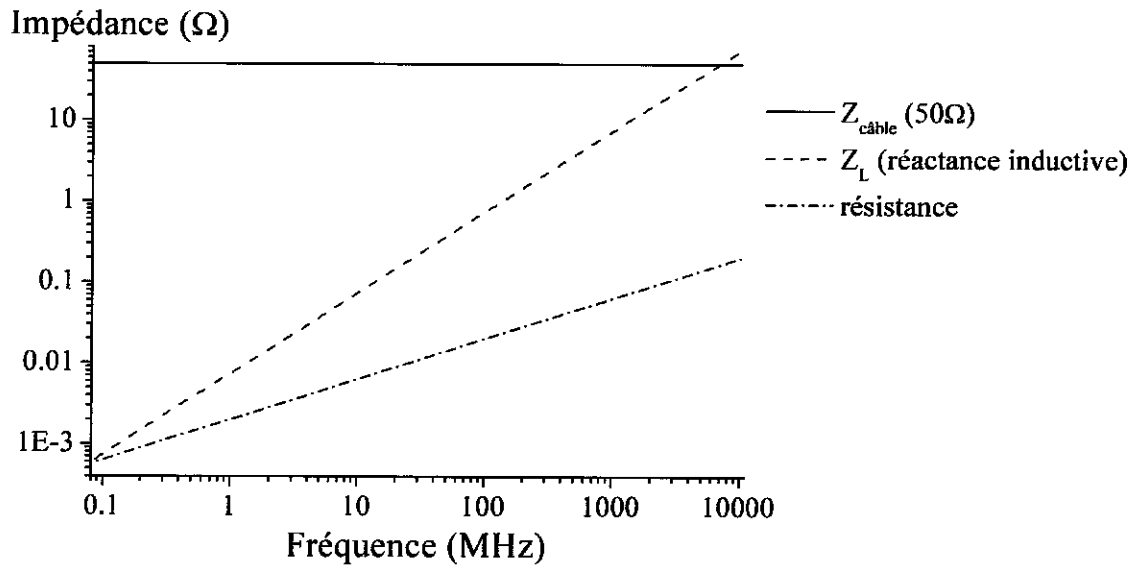


FIG. 4.7 – Résistance et réactance inductive de la boucle de mesure de courant en fonction de la fréquence

Par ailleurs, la hauteur de la cavité doit être plus petite que la longueur d'onde du courant. Cela se traduit en fréquence par l'inégalité :

$$h \ll \lambda \Rightarrow f \ll \frac{c}{h\sqrt{\epsilon_r}} \approx 20 \text{ GHz}$$

4.1.3 Mesure de la haute tension

Deux types de montages sont utilisés pour mesurer la haute tension : les diviseurs résistif (Fig. 4.8a.) et capacitif (Fig. 4.8b.).

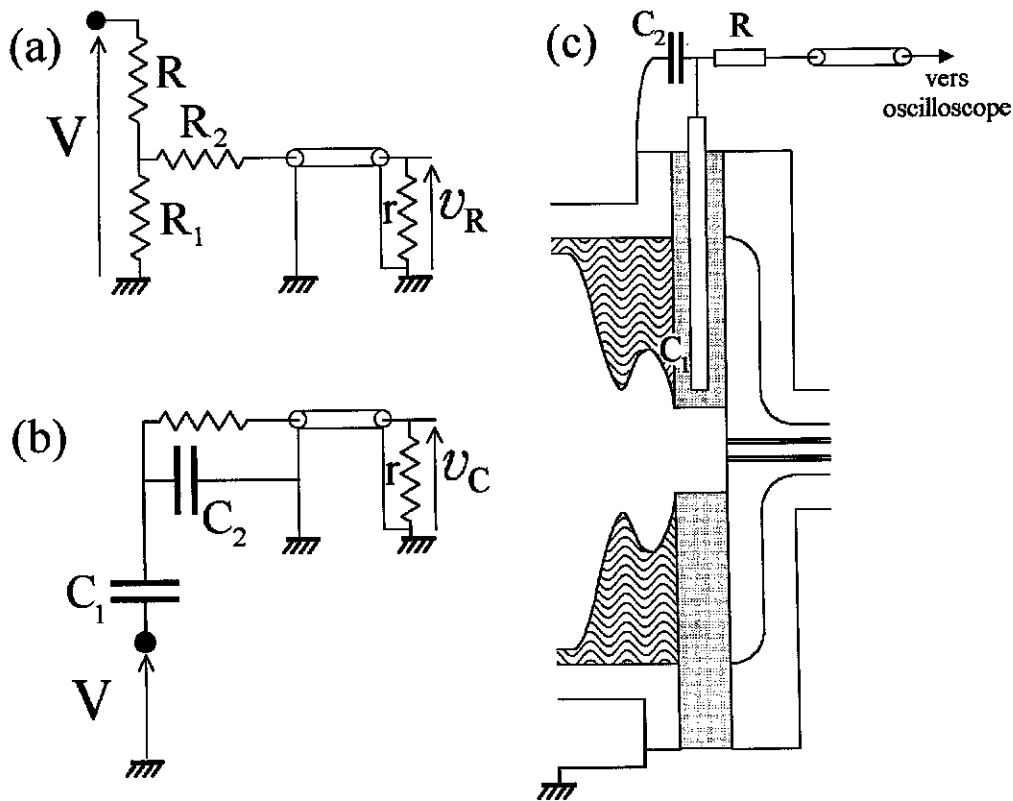


FIG. 4.8 – Schémas électriques de diviseurs de tension résistif (a) et capacitif (b), schéma du diviseur de tension capacitif installé au pied du capillaire (c).

Pour un diviseur résistif, la résistance R doit être grande devant les autres résistances, et elle doit supporter la haute tension. Afin de mieux passer les hautes fréquences, les résistances R_1 et R_2 sont choisies de sorte que leur somme soit égale à l'impédance du câble et à la résistance interne r de l'oscilloscope, en général 50Ω . On mesure avec un tel montage une tension v_R égale à :

$$(4.15) \quad v_R = \frac{R_1}{(R + R_1)(1 + \frac{R_2}{r}) - \frac{R_1^2}{r}} V \approx \frac{R_1}{R(1 + \frac{R_2}{r})} V$$

La mesure de la tension appliquée au gaz contenu dans le capillaire doit se faire au plus près du pied de la décharge, c'est-à-dire au niveau de la bride terminale de la ligne de transmission. Mais les contraintes géométriques de la décharge empêchent de connecter un diviseur résistif à cet endroit. Nous avons donc réalisé un diviseur capacitif en introduisant une tige en cuivre dans la galette en polyacétal qui ferme la ligne à eau. La figure 4.8c. décrit ce système. Cette tige a une capacité C_1 avec la partie intérieure de la ligne dont on veut mesurer le potentiel V . Elle est connectée à l'armature centrale d'un condensateur cylindrique qui a une capacité $C_2 \gg C_1$ avec

la masse. Le signal doit traverser une résistance $R = 500 \Omega$ avant d'entrer dans le câble coaxial. L'impédance de ce dernier est de 50Ω , égale à la résistance interne de l'oscilloscope r . V est relié à v_C par l'équation différentielle suivante :

$$(4.16) \quad \frac{r}{R+r} \frac{C_1}{C_2+C_1} \frac{dV}{dt} = \frac{dv_C}{dt} + \frac{v_C}{R(C_2+C_1)}$$

Nous voyons apparaître les constantes de temps $\tau_1 = rC_1$ et $\tau_2 = R(C_2 + C_1)$. Avant de considérer le cas général, résolvons cette équation dans le cas de tensions sinusoïdales de pulsation ω . Avec le formalisme complexe, nous obtenons l'expression de v_C :

$$v_C = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} \frac{\tau_1}{\tau_2 + \frac{1}{j\omega}} V$$

Deux cas-limites se présentent :

– si la période $T = 2\pi/\omega$ est petite devant τ_2 , l'équation se simplifie en :

$$(4.17) \quad v_C = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} \frac{\tau_1}{\tau_2} V \approx \frac{r C_1}{R C_2} V$$

– si la période T est grande devant τ_2 , l'équation devient :

$$(4.18) \quad v_C = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} j\omega \tau_1 V \approx r C_1 \frac{dV}{dt}$$

Revenons maintenant au cas général des impulsions, qui ne possèdent pas de pulsation déterminée. Au lieu de comparer τ_2 avec la période, nous le comparons avec l'échelle de temps $\tau(t)$ définie par :

$$\tau(t) = \frac{v_C(t)}{dv_C/dt}$$

Si cette échelle de temps est petite devant τ_2 , l'équation 4.17 s'applique : la tension mesurée à l'oscilloscope est proportionnelle à V . Par contre, si $\tau(t)$ est grand devant τ_2 , v_C est proportionnelle à la dérivée temporelle de V suivant l'équation 4.18. Enfin, entre ces deux régimes, v_C est un mélange des deux signaux. Sa seule expression analytique est dans ce cas l'intégrale suivante :

$$(4.19) \quad v_C = \frac{C_1}{C_2} \int_0^t V(u) e^{\frac{u-t}{RC_2}} du$$

Un cas particulier illustre cette dépendance en fonction de l'échelle de temps, il s'agit de la rampe de tension. Si $V = \alpha t$, avec $\alpha = dV/dt = \text{Cte}$, la solution de l'équation 4.16 telle que $v_C(t=0) = 0$ s'écrit :

$$v_C(t) = \frac{1}{1 + \frac{r}{R}} \tau_1 \alpha (1 - e^{-t/\tau_2})$$

Dans ce cas, $\tau = \tau_2(e^{t/\tau_2} - 1)$, et nous retrouvons bien ce qui a été dit précédemment. Le graphe 4.9 montre les deux régimes, dans une configuration antérieure où la capacité C_2 était égale à 100 pF et la résistance R à 2 k Ω , soit une constante τ_2 égale à 200 ns. Ce temps était trop court par rapport à l'impulsion d'une cinquantaine de nanosecondes que nous espérions (voir page 44). Nous avons donc remplacé C_2 par une capacité de 4 nF, qui avec une résistance de 500 Ω donne une constante τ_2 égale à 2 μ s. Pour calibrer le dispositif, nous l'avons comparé avec un diviseur résistif haute fréquence, de rapport connu égal à 840. La figure 4.10 montre que le signal obtenu par cette configuration du diviseur est bien proportionnel à la tension de la ligne. Le rapport de division est de 13 700, soit 73 mV par kV. D'après l'équation 4.17, ceci correspond à une valeur de C_1 égale à 3,2 pF, en accord avec celle estimée par des considérations géométriques.

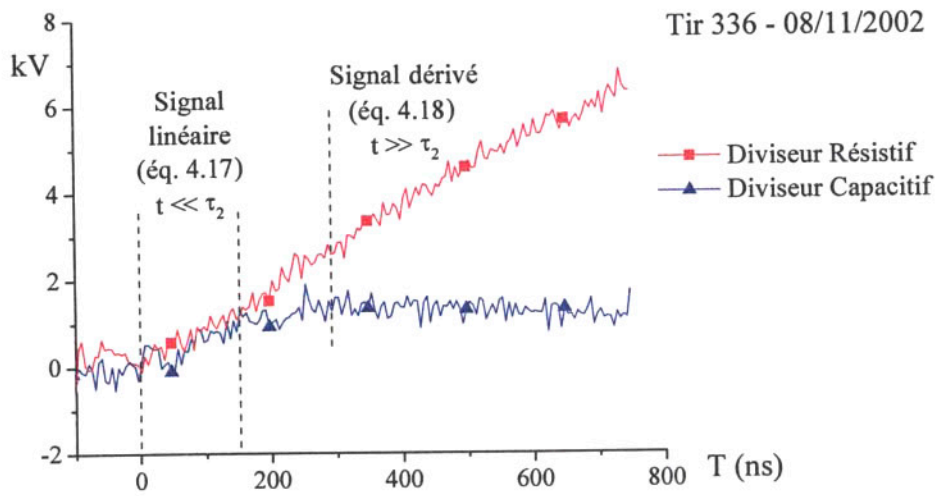


FIG. 4.9 – Signal donné par le diviseur de tension dans le cas d'une rampe de tension

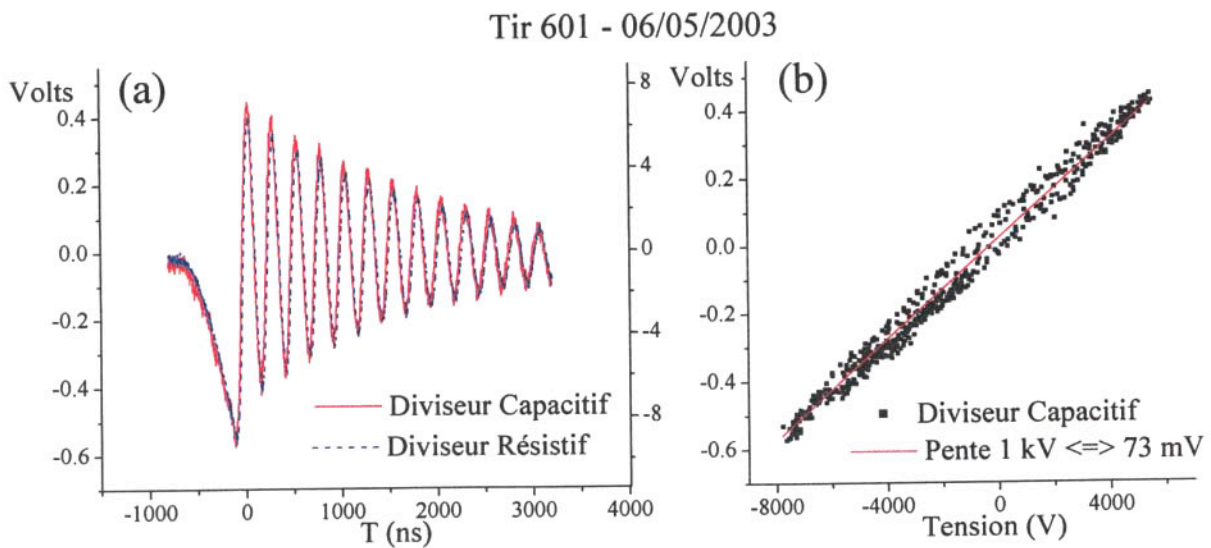


FIG. 4.10 – Calibration du diviseur capacitif : (a) Comparaison avec le signal du diviseur résistif. (b) Rapport de division obtenu en mesurant la pente.

4.2 Diagnostics du rayonnement émis

4.2.1 Photodiode polarisée

Pour détecter le rayonnement XUV, nous avons au laboratoire une photodiode simple, mais fonctionnelle. Elle est fabriquée à partir d'un câble coaxial de type RG 174, qui possède une âme en cuivre recouverte d'une fine couche d'argent. En dénudant cette âme à l'une des extrémités du câble, elle joue le rôle de photocathode lorsqu'elle est polarisée négativement (ici à -150V). Un flux incident de photons se traduit alors sous la forme d'un signal positif à l'oscilloscope par l'intermédiaire d'un montage électronique.

Nous disposons aussi d'un ensemble de trois photodiodes PIN en silicium montées sur une bride. Il est possible d'obtenir des informations sur la gamme de longueur d'onde du rayonnement en interposant des filtres différents devant les diodes. Les courbes spectrales de transmission de divers films minces pouvant être utilisés à cette fin sont données figure 4.11.

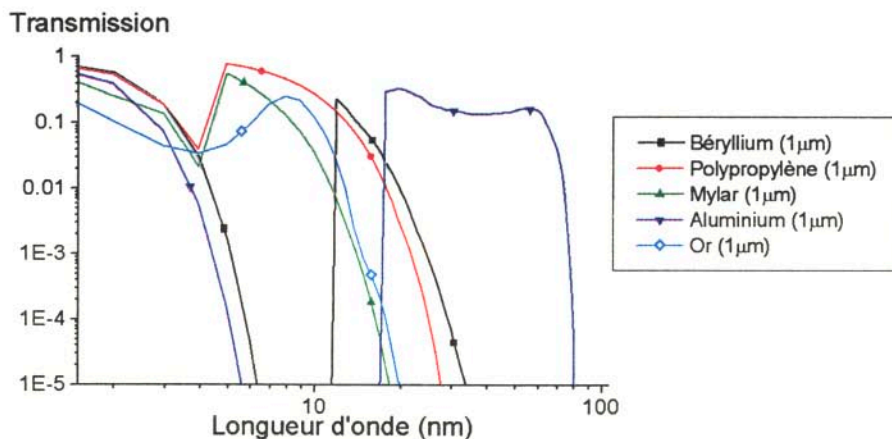


FIG. 4.11 – Courbes de transmission XUV de divers films minces (source : *Center for X-Ray Optics*, Laboratoire de Berkeley)

4.2.2 Le spectroscope XUV

Description générale

Pour analyser les composantes spectrales du rayonnement émis, nous avons utilisé un spectroscope à réseau concave gravé. Cet instrument possède la propriété suivante : si la fente d'entrée est placée sur un certain cercle dit de Rowland, alors le réseau concave focalise les raies correspondant aux différentes longueurs d'onde sur le même cercle, comme illustré sur la figure 4.12. Le cercle de Rowland, du nom de l'inventeur de ce montage spectroscopique, est le cercle tangent au réseau en son milieu, et dont le diamètre est égal au rayon de courbure du réseau.

L'appareil que nous utilisons au laboratoire a été fabriqué par l'Institut de Spectroscopie de l'Académie des Sciences de Russie, à Troitsk. Il n'est pas destiné à faire de la spectroscopie de haute résolution, toutefois il est suffisant pour résoudre les spectres dans la région qui nous intéresse, c'est-à-dire autour de 50 nm. Trois réseaux concaves sont à notre disposition, avec des résolutions de 300, 600 et 1200 traits par millimètre. Afin d'obtenir un taux de réflexion satisfaisant dans le domaine des XUV, ils sont recouverts par une couche mince d'or et sont placés en incidence rasante. Chacun a un rayon de courbure de 1 m et se présente sous la forme d'un parallélépipède de 3 cm de haut pour 4 cm de large et 1 cm de profondeur.

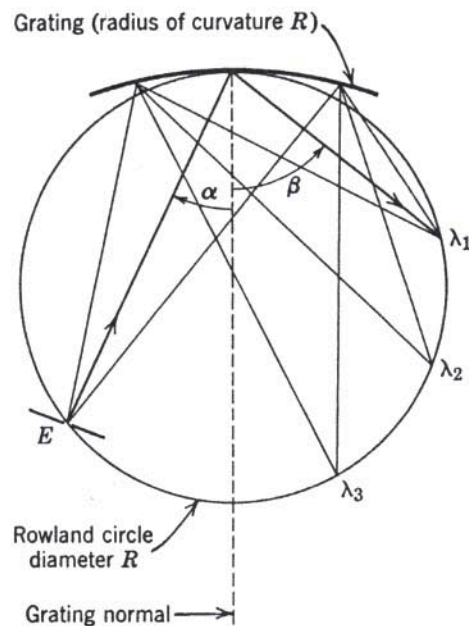


FIG. 4.12 – Illustration des propriétés du cercle de Rowland (d'après [Samson-67])

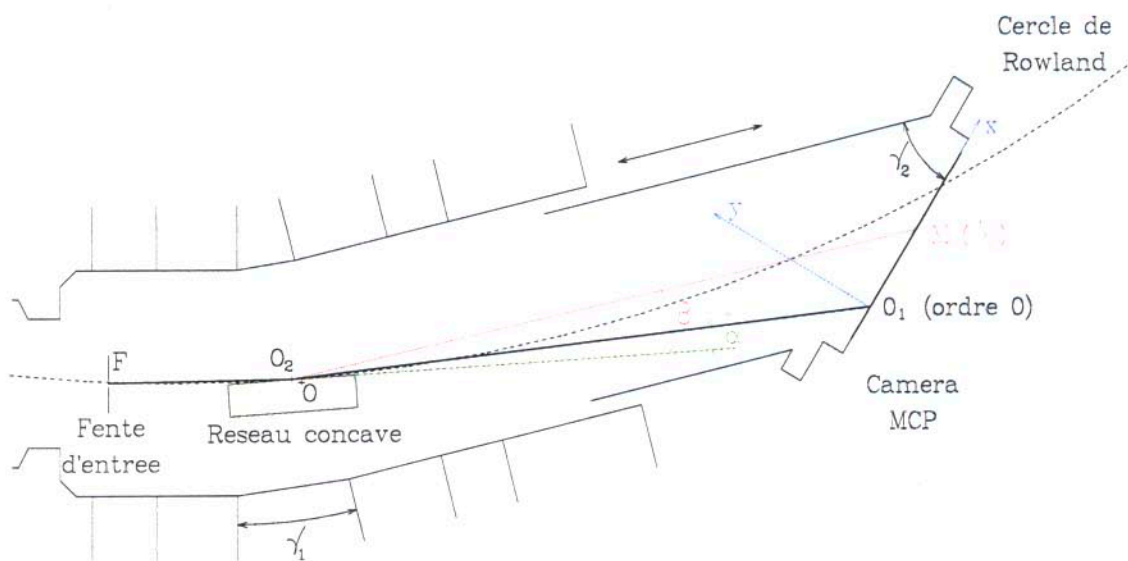


FIG. 4.13 – Schéma du spectroscope XUV à incidence rasante

Le schéma du spectroscope est représenté figure 4.13. La fente d'entrée, large de $50\text{ }\mu\text{m}$, est placée sur le cercle de Rowland. Alors que le réseau concave focalise le spectre sur un arc de cercle, le détecteur est plan. Ce dernier forme un angle γ_2 égal à 45° avec le bras de sortie de l'instrument. Il peut coulisser le long de cet axe, qui forme un angle γ_1 de 14° avec le bras d'entrée du spectroscope. En faisant varier la longueur du bras de sortie, le détecteur balaie une portion du cercle de Rowland. Ceci permet, lorsqu'on s'intéresse à une certaine longueur d'onde, de placer le détecteur au voisinage de son point de focalisation sur le cercle de Rowland. Le châssis du spectroscope est marqué en un point noté O sur le schéma. Il correspond approximativement au milieu du réseau, point de tangence avec le cercle de Rowland, noté O_2 . Sur le schéma ces deux points sont séparés, ce qui se justifie par la difficulté de déterminer précisément la position géométrique des points O_1 et O et par le jeu dans le montage mécanique du réseau dans le spectroscope.

Mesure de l'intensité du spectre : conversion des photons incidents

Avant de nous intéresser à la relation de calibration du spectroscope, qui permet de déterminer la longueur d'onde des raies détectées, terminons la description du processus d'enregistrement des spectres. Nous supposons que le rayonnement est uniforme suivant l'axe z perpendiculaire au plan du schéma. A la surface du détecteur, suivant l'axe (O_1x) , il arrive un rayonnement d'intensité $I(x)$, de longueur d'onde $\lambda(x)$, et d'angle d'incidence $\theta(x)$. Le détecteur est une caméra à galette de micro-canaux, appelée MCP pour *Multi Channel Plate*. Lorsqu'une tension de l'ordre de plusieurs milliers de volts est appliquée de part et d'autre des micro-canaux, ils se comportent comme des photo-multiplicateurs. Par l'effet photo-électrique, les photons incidents arrachent des électrons qui, accélérés par la différence de potentiel, arrachent d'autres électrons quand ils frappent les parois des micro-canaux. A la sortie, les électrons sont accélérés par une autre différence de potentiel, pour être convertis en lumière visible sur un écran phosphorescent. Ensuite, l'image formée sur l'écran de la caméra MCP est transmise par un bloc de fibres optiques sur un film photographique. Pour les réglages, nous utilisons un film Polaroid dont le développement est instantané. Ensuite, pour enregistrer les spectres, nous employons les pellicules Ilford HP5 Plus. La figure 4.14 résume le fonctionnement du système de détection depuis les photons XUV jusqu'au film photographique.

La caméra MCP, comme le spectroscope, vient de l'Institut de Spectroscopie de Troitsk. Elle est utilisée en mode pulsé au moyen d'un générateur délivrant une impulsion de 4 à 6 kV pendant 5 ns. De plus, elle présente 4 pistes juxtaposées verticalement, chacune faisant 8 mm de haut pour 60 mm de long. Ceci permet, en jouant sur la longueur des câbles entre le générateur d'impulsion et les différentes pistes, de mesurer des spectres à des instants différents pour la même décharge. L'intensité lumineuse sur l'écran phosphorescent est liée à l'intensité XUV incidente par un coefficient dépendant de la tension appliquée, mais aussi de l'énergie des photons et de leur angle d'incidence. Cependant, autour de 45° , l'émission de photo-électrons ne varie pas sensiblement en fonction de l'angle (voir figure 4.15).

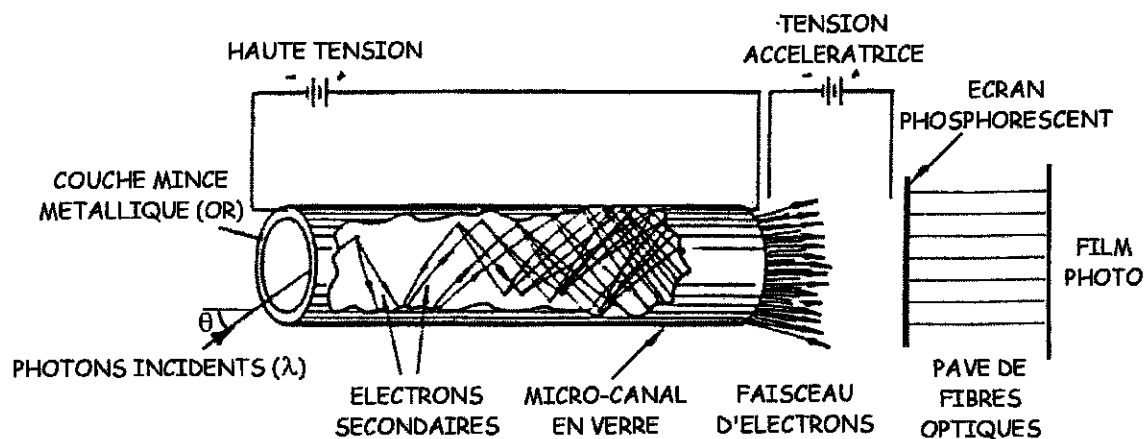


FIG. 4.14 – Principe de fonctionnement de la caméra MCP (d'après [Wiza-79])

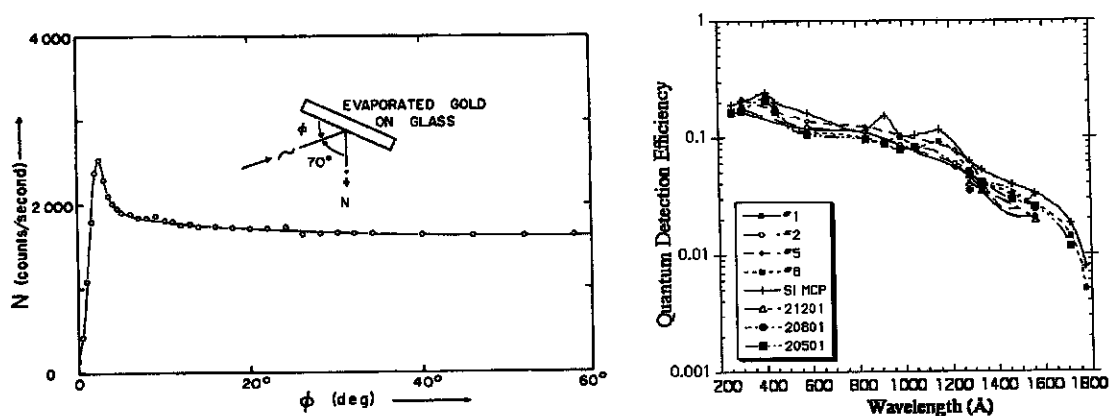


FIG. 4.15 – Photo-émission en fonction de l'angle d'incidence (d'après [Henke-72])
Efficacité quantique d'une MCP suivant la longueur d'onde (d'après [Siegmond-03])

CHARACTERISTIC CURVES

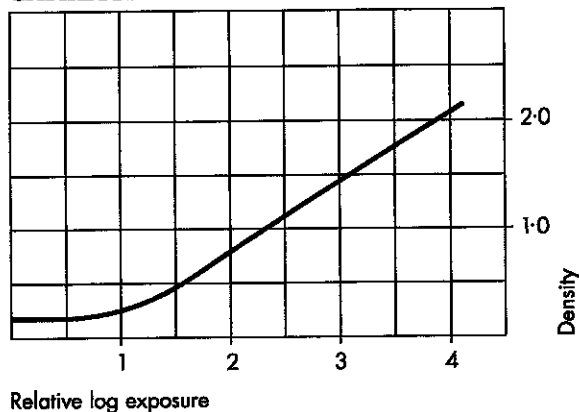


FIG. 4.16 – Densité du négatif Ilford HP5 en fonction de l'intensité lumineuse reçue

D'autre part, dans le domaine spectral qui nous intéresse (entre 10 et 80 nm), nous considérerons que l'efficacité quantique est constante, ce qui est justifié par le deuxième graphique de la figure 4.15.

Quant au film photographique Ilford HP5 plus, après le développement, nous obtenons un négatif sur lequel la densité du film est reliée linéairement au logarithme de l'intensité lumineuse reçue, suivant la courbe 4.16 donnée par le fabricant. Enfin, le négatif est converti en une image en noir et blanc par un scanner Agfa Arcus en mode transparent. Un logiciel de traitement d'images permet alors d'obtenir la courbe de profil de raies. Il est important de noter que l'unité de cette courbe est proportionnelle à la densité du film. Par conséquent, il faut prendre une échelle logarithmique pour que l'ordonnée corresponde à une intensité lumineuse relative.

Calibration du spectroscope

Pour la calibration de l'instrument, nous avons privilégié une approche semi-empirique. Tout d'abord, avec les données géométriques données par le constructeur ou mesurées directement, nous avons calculé la relation de calibration théorique. Puis, nous avons utilisé cette équation pour identifier des spectres d'éléments connus (carbone, fluor, oxygène). Ceci permet d'obtenir une formule pragmatique et précise, sous la forme d'un polynôme du deuxième ordre, pour une certaine configuration de l'appareil.

La relation de dispersion du réseau concave s'exprime de la façon suivante :

$$(4.20) \quad \lambda = \frac{d}{m} (\cos \alpha - \cos \beta)$$

où d est le pas du réseau et m est un entier positif (l'ordre). Les angles α et β sont indiqués sur le schéma 4.13. L'angle d'incidence α est compris entre 3° et 4° . Le problème revient à expliciter la relation entre l'angle β et la distance $x = O_1M$ entre la raie d'ordre 0 et celle de la longueur d'onde λ à la surface du détecteur. Pour cela, plaçons nous dans le repère d'origine O_1 , et où l'axe des abscisses est le plan du détecteur. Les vecteurs $\overrightarrow{O_2O_1}$ et $\overrightarrow{O_2M}$ forment un angle égal à $\beta - \alpha$. En notant (x_{O_2}, y_{O_2}) les coordonnées du point O_2 , nous pouvons écrire les relations suivantes :

$$\begin{cases} \cos(\beta - \alpha) = \frac{\overrightarrow{O_2O_1} \cdot \overrightarrow{O_2M}}{\|O_2O_1\| \cdot \|O_2M\|} = \frac{O_2O_1^2 - x \cdot x_{O_2}}{O_2O_1 \sqrt{O_2O_1^2 - 2x \cdot x_{O_2} + x^2}} \\ \sin(\beta - \alpha) = \frac{\overrightarrow{O_2O_1} \times \overrightarrow{O_2M}}{\|O_2O_1\| \cdot \|O_2M\|} = \frac{x \cdot y_{O_2}}{O_2O_1 \sqrt{O_2O_1^2 - 2x \cdot x_{O_2} + x^2}} \end{cases}$$

Or dans l'équation 4.20, le terme en $\cos \beta$ peut se mettre sous la forme :

$$(4.21) \quad \cos \beta = \cos[(\beta - \alpha) + \alpha] = \cos(\beta - \alpha) \cdot \cos \alpha - \sin(\beta - \alpha) \cdot \sin \alpha$$

Finalement, la relation de calibration s'écrit :

$$(4.22) \quad \lambda(x) = \frac{d}{m} \left(\cos \alpha - \frac{O_2O_1^2 \cos \alpha - (x_{O_2} \cos \alpha + y_{O_2} \sin \alpha)x}{O_2O_1 \sqrt{O_2O_1^2 - 2x \cdot x_{O_2} + x^2}} \right)$$

Cette équation est relativement simple, dans la mesure où elle ne fait intervenir que trois paramètres géométriques : l'angle α et les deux coordonnées de O_2 . Dans la phase d'estimation théorique, nous considérons que ce point correspond au point O marqué sur le châssis du spectroscope. Pour connaître ses coordonnées dans le repère (O_1xy) , il faut passer par une chaîne de points $OABCD O_1$, comme indiqué sur la figure 4.17. Les points A et B sont fixes sur l'instrument. Par contre, la distance BC peut être changée, ce qui modifie aussi la position du point D , intersection du rayon d'ordre 0 avec le plan de sortie. Notons que la surface de la caméra MCP est située à une distance $h = 7$ mm du plan (CD) . Tout d'abord, calculons les coordonnées relatives de O par rapport à D :

$$\begin{cases} x_O - x_D = CD - BC \cos \gamma_2 - AB \sin \gamma_2 - OA \cos(\gamma_1 + \gamma_2) \\ y_O - y_D = BC \sin \gamma_2 - AB \cos \gamma_2 + OA \sin(\gamma_1 + \gamma_2) \end{cases}$$

Ensuite, connaissant l'ordonnée h de D , son abscisse est donnée par Thalès :

$$\frac{x_D}{h} = \frac{x_O}{y_O}$$

D'où finalement les coordonnées de O dans le repère (O_1xy) :

$$\begin{cases} y_O = h + BC \sin \gamma_2 - AB \cos \gamma_2 + OA \sin(\gamma_1 + \gamma_2) \\ x_O = \frac{1}{1 + h/y_O} (CD - BC \cos \gamma_2 - AB \sin \gamma_2 - OA \cos(\gamma_1 + \gamma_2)) \end{cases}$$

Ces coordonnées permettent de déterminer approximativement la relation de calibration de l'instrument, avec l'équation 4.22. Pour chaque réseau, présentant 300, 600 ou 1200 traits par millimètre, la plage de longueurs d'onde accessibles est indiquée par la zone hachurée sur le graphe 4.18. Les limites de cette zone correspondent aux limites de l'extension BC du bras du spectroscope.

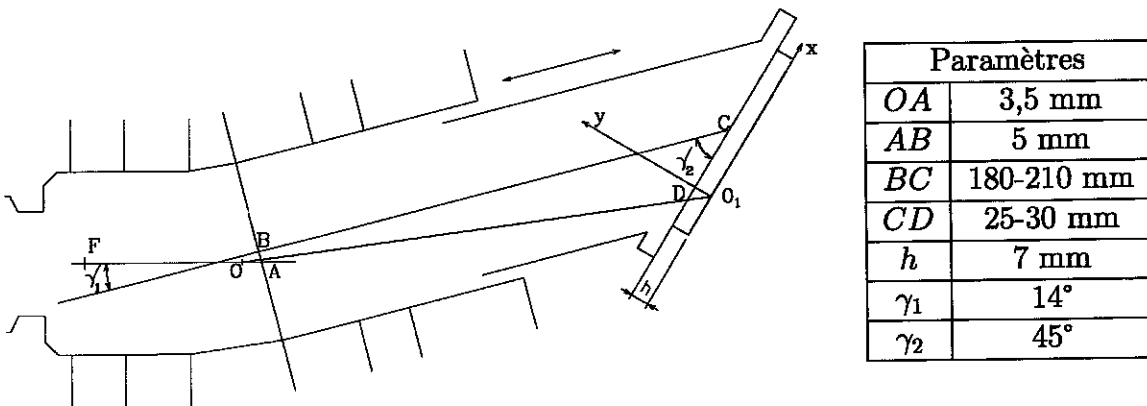


FIG. 4.17 – Détermination géométrique du point O

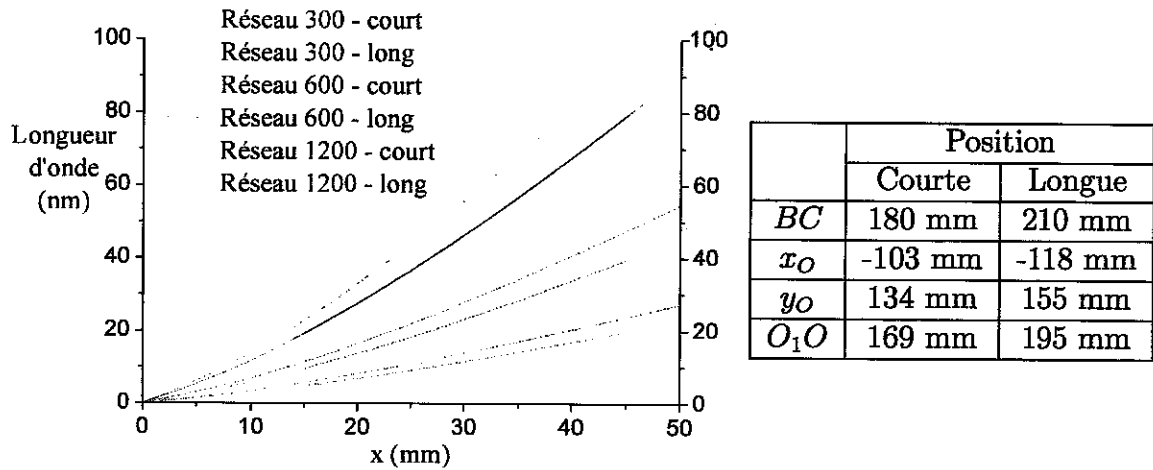


FIG. 4.18 – Relation théorique de calibration du spectroscope XUV

Dans la pratique, la formule donnée par l'équation 4.22 n'est pas assez précise pour déterminer les raies avec certitude. Il faut adopter une technique de spectroscopie plutôt que de géométrie, en commençant par identifier (à l'aide de la formule théorique approchée) les raies les plus brillantes. Puis, en raisonnant de proche en proche et avec l'aide d'un polynôme d'interpolation du deuxième ordre, la longueur d'onde de l'ensemble des raies peut être déterminée. Cette méthode a été appliquée avec succès pour résoudre des spectres émis par des plumes de plasma créées par ablation laser sur un substrat de carbone [Loiseleur-02]. La comparaison du spectre expérimental avec celui calculé par le code de spectroscopie atomique FLY décrit dans [Lee-96] s'est révélée satisfaisante (voir la figure 4.19). Ceci permet de valider la méthode de calibration semi-empirique décrite dans cette section.

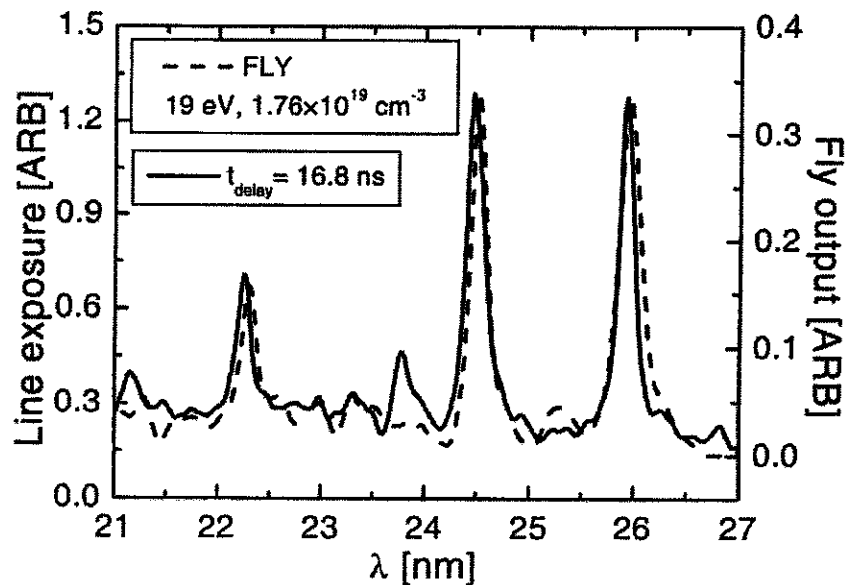


FIG. 4.19 – Comparaison du spectre expérimental avec celui calculé par le code FLY (d'après [Loiseleur-02])

4.3 Synchronisation des systèmes expérimentaux

La synchronisation est l'un des points délicats du montage expérimental, à ce titre nous lui réservons une section à part entière.

En premier lieu, il faut s'assurer que les câbles coaxiaux RG 214 reliant la salle d'expérimentation et l'oscilloscope à l'intérieur de la cage de Faraday sont tous de même longueur. Nous les avons testés avec un générateur d'impulsions rapides basse tension et avons corrigé quand il le fallait certaines longueurs de telle sorte que leur délai soit égal à une nanoseconde près à la valeur :

$$(4.23) \quad \Delta t_{\text{câble}} = 125 \text{ ns}$$

Avant de décrire le système de déclenche et de synchronisation, permettons nous de rappeler que cette solution expérimentale s'est construite petit à petit, après de nombreux essais et tâtonnements.

Notre point de départ est un boîtier électronique à retard, délivrant jusqu'à six impulsions d'une amplitude de 5 V avec un retard réglable entre 0 et 4 μs et une précision de 5 ns. Nous utilisons deux sorties de ce boîtier. La première, utilisée comme origine des temps ($t = 0$), est dirigée vers le système de commande du petit Marx déclenchant le générateur de Marx. La seconde, avec un retard d'environ 3 μs , est connectée à un boîtier PT-70, qui déclenche le générateur d'impulsion PT-55, qui enfin initie la décharge préliminaire de moyenne intensité traversant le tube capillaire quelques microsecondes avant la décharge principale. L'étude expérimentale des délais et de l'incertitude temporelle (*jitter*) inhérente à l'utilisation d'éclateurs à gaz est décrite dans la section 6.1.3.

Enfin, pour synchroniser le diagnostic de spectroscopie XUV avec la décharge principale, le *jitter* du système de déclenche est trop important pour partir du boîtier à retard. Par ailleurs, le générateur d'impulsion contrôlant l'ouverture de la caméra MCP possède un délai interne d'environ 150 ns. Nous avons donc choisi de déclencher ce générateur à partir du signal optique émis par le dernier éclateur du Marx, converti en signal électrique par une photodiode. Pour s'affranchir du bruit électro-magnétique, qui déclenchait l'électronique contenue dans le boîtier de la photodiode, ce dernier est placé dans une cage de Faraday. En jouant sur la longueur du câble entre la photodiode et le générateur d'impulsion, nous arrivons à synchroniser le temps d'ouverture de 5 ns de la caméra MCP avec la décharge d'environ 100 ns dans le capillaire.

La figure 4.20 montre quelques photographies et l'organigramme 4.21 donne une vue d'ensemble de notre montage expérimental.

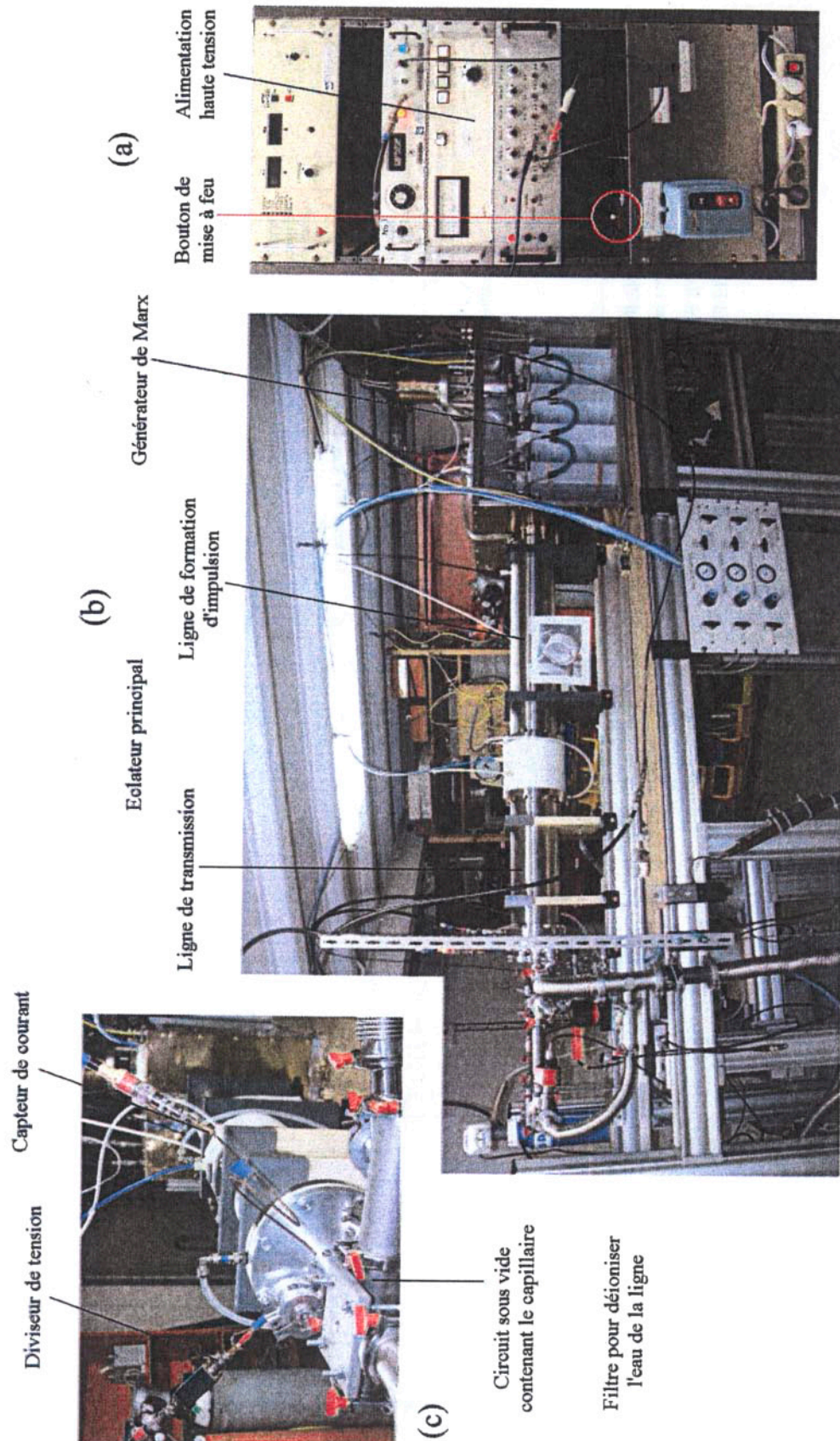


FIG. 4.20 – Photographies du montage expérimental : (a) Pupitre de commande. (b) Vue d'ensemble de la décharge. (c) Vue de l'extrémité contenant le capillaire.

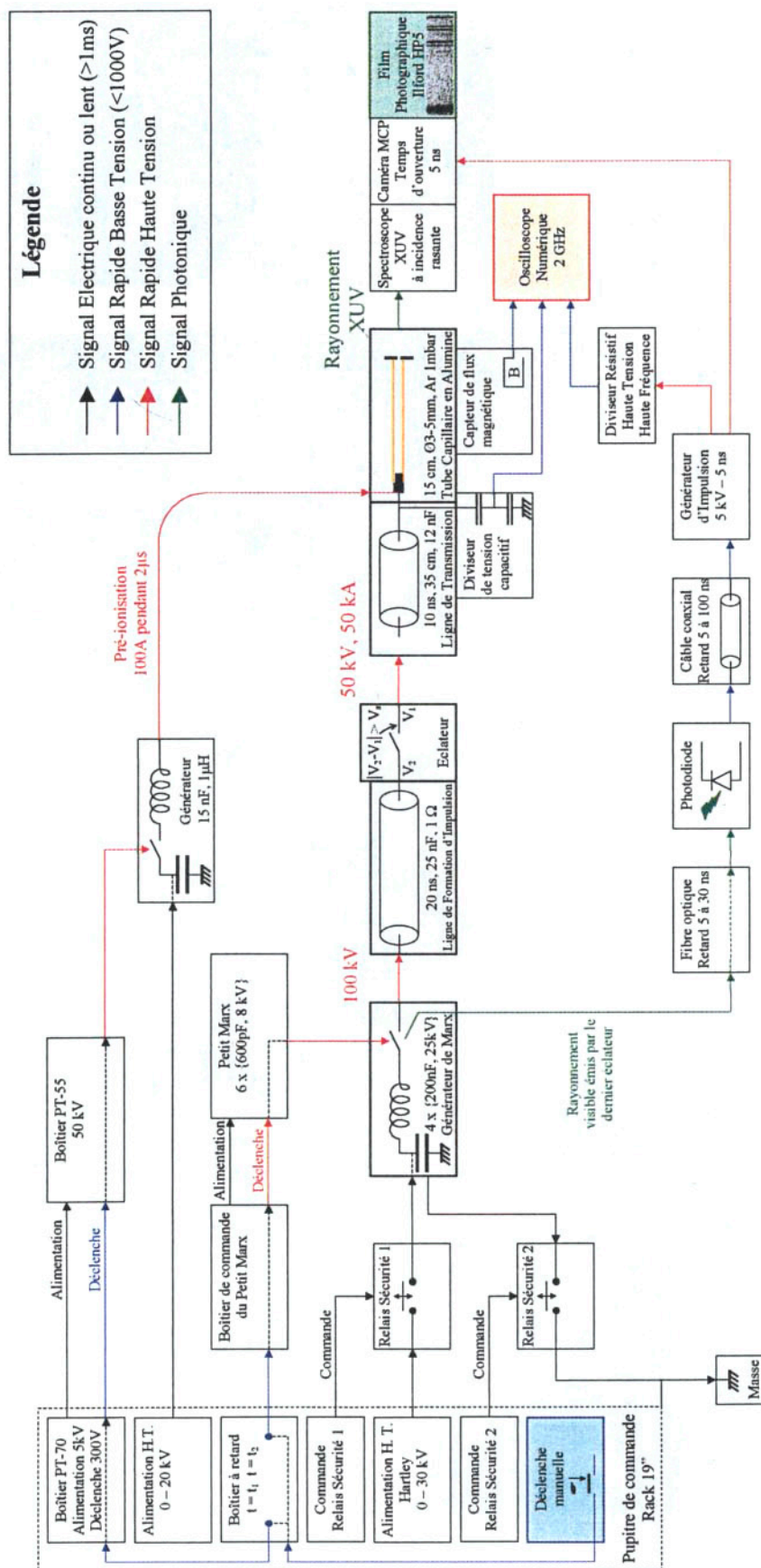


FIG. 4.21 – Schéma global des éléments du montage expérimental

Chapitre 5

Simulations numériques du système de puissance pulsée

5.1 Des simulations, pour quoi faire ?

Le programme que nous avons réalisé répond à des attentes spécifiques qui n'étaient pas satisfaites par les logiciels existants à notre disposition. En effet, notre montage expérimental consiste à transférer de l'énergie électrostatique contenue dans un banc de condensateurs chargés en une impulsion d'énergie chauffant et ionisant le gaz dans le tube capillaire. C'est principalement la géométrie des lignes coaxiales et du capillaire qui détermine la forme de l'impulsion. Or cette géométrie n'est pas simple du tout. Par conséquent, nous avons recours au calcul numérique afin de déterminer le comportement électrique de l'ensemble du système, c'est-à-dire l'évolution temporelle de la tension et de l'intensité en tout point du montage. Le cahier des charges est le suivant :

- a. Décomposer en petits éléments les lignes et le capillaire ;
- b. Pouvoir raccorder l'élément macroscopique qu'est le Marx ;
- c. Calculer l'évolution temporelle de la tension et de l'intensité dans chaque élément du circuit ;
- d. Montrer pour chaque pas de temps la distribution spatiale de l'intensité et de la tension ;
- e. Calculer l'énergie électrique, magnétique, et la puissance perdue par effet Joule dans différentes zones du circuit.

Il existe de nombreux logiciels qui permettent de calculer par la méthode des éléments finis la répartition des champs électriques ou magnétiques dans des circuits géométriques complexes. Par exemple, nous avons utilisé Quickfield pour calculer la répartition du champ électrique et de la tension entre l'électrode du capillaire et le retour de masse. Mais cette famille de logiciels, dont l'approche est basée sur les calculs de champs vectoriels, offre peu ou pas de possibilités de résoudre un comportement dynamique, et surtout ne permet pas de raccorder un élément macroscopique comme un condensateur ou une inductance.

Par ailleurs, il existe aussi des logiciels permettant de résoudre des circuits faits de composants électroniques (RLC). Nous nous sommes beaucoup servis de PSpice, qui est une référence dans ce domaine, toutefois ce logiciel est peu pratique s'il s'agit d'y entrer plusieurs centaines de composants. De plus, il ne répond pas aux critères d. et e. de notre cahier des charges.

Nous présenterons tout d'abord l'algorithme que nous avons utilisé, ses points forts et ses limites. Ensuite, nous détaillerons les résultats obtenus en les comparant avec les mesures expérimentales. L'écriture de ce programme et l'exploitation de ses résultats nous ont aidés à mieux appréhender le fonctionnement du montage expérimental.

5.2 Algorithme du code

5.2.1 Conversion de la géométrie de la ligne en circuit équivalent

L'idée principale est de découper la ligne coaxiale en N segments de petite longueur et de considérer chaque tronçon ainsi formé comme un élément de ligne coaxiale parallèle ayant une capacité, une inductance, une résistance longitudinale et une conductance transverse. Pour chaque segment k de longueur l_k situé à l'abscisse z_k , on définit le diamètre intérieur Di_k et le diamètre extérieur De_k . Le diélectrique a la permittivité relative ϵ_k et la conductivité σ_k . On suppose que les conducteurs intérieur et extérieur ont la même résistivité ρ_k et épaisseur de peau¹ δ_k . Les caractéristiques électriques équivalentes de ce segment k sont alors les suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{Capacité} & C_k = \Gamma_k l_k = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon_k}{\ln(De_k/Di_k)} l_k \\ \text{Inductance} & L_k = \Lambda_k l_k = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln(De_k/Di_k) l_k \\ \text{Résistance longitudinale} & R_k = \frac{\rho_k}{\pi\delta_k} \left(\frac{1}{Di_k} + \frac{1}{De_k} \right) l_k = \sqrt{\frac{\mu_0 f \rho_k}{\pi}} \left(\frac{1}{Di_k} + \frac{1}{De_k} \right) l_k \\ \text{Conductance transverse} & G_k = \frac{2\pi\sigma_k}{\ln(De_k/Di_k)} l_k \\ \text{Impédance} & Z_k = \sqrt{\frac{L_k}{C_k}} \approx \frac{60}{\sqrt{\epsilon_k}} \ln(De_k/Di_k) \end{array} \right.$$

En supposant que la partie extérieure de la ligne reste constamment à la masse, nous obtenons une chaîne d'éléments CGLR représentée sur la figure 5.1. Le premier élément est composé par le Marx. Le dernier élément voit son inductance et sa

¹Lorsqu'un conducteur de résistivité ρ est parcouru par un courant de haute fréquence f , le courant est repoussé à la surface du conducteur. Pour un conducteur cylindrique, tout se passe comme si la totalité du courant circulait de façon homogène sur une épaisseur de peau δ sous la surface du conducteur, donnée par la formule : $\delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu_0\mu_r f}}$ [ITT-68, chap. 6]. Pour l'acier inox composant la ligne coaxiale, l'épaisseur de peau est de 0,5 mm à la fréquence de 1 MHz.

résistance longitudinale augmentées respectivement par celles de la charge placée en bout de ligne. Par la suite, nous utilisons l'indice 0 pour le générateur de Marx, l'indice $k = 1, 2, \dots, N$ pour les éléments de ligne coaxiale et l'indice L pour la charge, appelée *Load* en anglais.

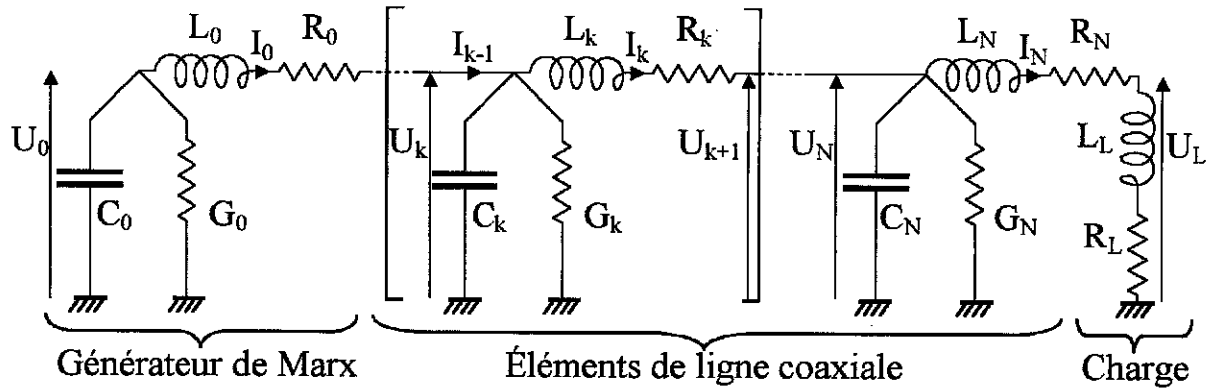


FIG. 5.1 – Décomposition du circuit en une chaîne d'éléments RLC

Cas des éléments de ligne coaxiale ayant plusieurs couches de diélectrique

Dans certaines parties du circuit électrique, notamment dans la section contenant le capillaire, des diélectriques différents séparent le conducteur central du retour de masse (alumine et plastique, alumine et gaz). La prise en compte de ces éléments particuliers se traduit par une constante diélectrique (ϵ_r) équivalente, que nous nous proposons de calculer ici.

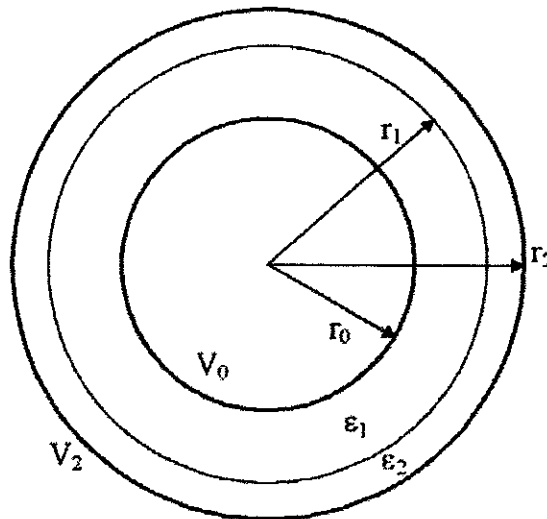


FIG. 5.2 – Cas d'une ligne coaxiale ayant deux couches de diélectrique

Nous commençons par le cas de deux couches isolantes, illustré par la figure 5.2. Considérons un tronçon de longueur l d'une telle ligne. Le conducteur intérieur est au potentiel V_0 , l'extérieur à V_2 . Le condensateur ainsi formé porte la charge Q . En

intégrant l'équation de Poisson dans le milieu 1, si r est compris entre r_0 et r_1 , nous obtenons la relation :

$$(5.1) \quad V(r) = V_0 - \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_1 l} \ln \frac{r}{r_0}$$

De même dans le milieu 2, lorsque r est compris entre r_1 et r_2 :

$$(5.2) \quad V(r) = V_2 + \frac{Q}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2 l} \ln \frac{r_2}{r}$$

Par unicité du potentiel en r_1 , nous déduisons des deux équations précédentes la capacité linéique du condensateur :

$$\Gamma = \frac{Q}{(V_0 - V_2)l} = \frac{2\pi\epsilon_0}{\frac{1}{\epsilon_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\epsilon_2} \ln \frac{r_2}{r_1}}$$

Par conséquent, nous pouvons considérer ce condensateur comme ayant un unique diélectrique dont la permittivité relative équivalente est égale à :

$$(5.3) \quad \epsilon_{eq} = \frac{\ln \frac{r_2}{r_0}}{\frac{1}{\epsilon_1} \ln \frac{r_1}{r_0} + \frac{1}{\epsilon_2} \ln \frac{r_2}{r_1}}$$

Nous pouvons généraliser le calcul au cas de N cylindres de diélectriques dont les limites sont les rayons r_i , $0 \leq i \leq N$. La permittivité relative équivalente est donnée par l'équation :

$$(5.4) \quad \frac{1}{\epsilon_{eq}} \ln \frac{r_N}{r_0} = \sum_{i=1}^N \frac{1}{\epsilon_i} \ln \frac{r_i}{r_{i-1}}$$

5.2.2 Mise en forme et résolution du système d'équations

Tous les éléments de circuit définis de la façon précédente ont exactement la même configuration. Posons, pour simplifier, que $I_{-1} = 0$ et que $U_{N+1} = U_L$. Alors nous pouvons écrire, pour tout entier k compris entre 0 et N , les relations :

$$(5.5) \quad \begin{cases} I_{k-1} - I_k = C_k \frac{dU_k}{dt} + G_k U_k \\ U_k - U_{k+1} = L_k \frac{dI_k}{dt} + R_k I_k \end{cases}$$

La dernière équation peut se réécrire :

$$U_N = (L_N + L_L) \frac{dI_N}{dt} + (R_N + R_L) I_N$$

Ainsi nous conservons uniquement les variables $(U_k, I_k)_{0 \leq k \leq N}$. I_N est le courant traversant la charge, la tension à ses bornes U_L étant donnée par la combinaison linéaire :

$$U_L = U_{N+1} = R_L I_N + L_L \frac{dI_N}{dt} = \frac{L_L}{L_N + L_L} U_N + \frac{L_N R_L - L_L R_N}{L_N + L_L} I_N$$

Nous avons $2N + 2$ équations et autant d'inconnues, nous pouvons donc résoudre ce système linéaire. Afin de ne pas mélanger tensions et intensités, fabriquons un vecteur colonne V composé uniquement de tensions, sous la forme :

$$V = [U_0 ; Z_0 I_0 ; U_1 ; Z_1 I_1 ; \dots U_k ; Z_k I_k ; \dots U_N ; Z_N I_N]$$

Ces tensions vérifient les équations différentielles suivantes, pour k entre 0 et N :

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} U_k = \frac{1}{Z_{k-1} C_k} Z_{k-1} I_{k-1} - \frac{G_k}{C_k} U_k - \frac{1}{Z_k C_k} Z_k I_k \\ \frac{d}{dt} Z_k I_k = \frac{Z_k}{L_k} U_k - \frac{R_k}{L_k} Z_k I_k - \frac{Z_k}{L_k} U_{k+1} \end{cases}$$

$$\text{avec pour } I_N : \frac{d}{dt} Z_N I_N = \frac{Z_N}{L_N + L_L} U_N - \frac{R_N + R_L}{L_N + L_L} Z_N I_N$$

Ce système peut se résumer sous la forme vectorielle par :

$$(5.6) \quad \frac{dV}{dt} = M.V$$

où M est une matrice carrée d'ordre $2N + 2$ égale à :

$$M = \begin{pmatrix} \frac{-G_0}{C_0} & \frac{-1}{Z_0 C_0} & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ \frac{Z_0}{L_0} & \frac{-R_0}{L_0} & \frac{-Z_0}{L_0} & 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \dots & \dots & \dots & \dots & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \dots & \dots & \dots & \vdots \\ 0 & \dots & 0 & \frac{1}{Z_{k-1} C_k} & \frac{-G_k}{C_k} & \frac{-1}{Z_k C_k} & 0 & \dots & \dots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & 0 & \frac{Z_k}{L_k} & \frac{-R_k}{L_k} & \frac{-Z_k}{L_k} & 0 & \dots & 0 \\ \vdots & \dots & \dots & \dots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & \dots & \dots & \dots & \dots & \ddots & \ddots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & \frac{1}{Z_{N-1} C_N} & \frac{-G_N}{C_N} & \frac{-1}{Z_N C_N} \\ 0 & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & 0 & \frac{Z_N}{L_N + L_L} & \frac{-R_N - R_L}{L_N + L_L} \end{pmatrix}$$

Cette équation linéaire homogène à coefficients constants admet la solution :

$$(5.7) \quad V(t) = \exp[(t - t_0)M].V(t_0)$$

Ainsi, le calcul de l'évolution temporelle de l'intensité et de la tension dans le système revient à calculer, pour les temps souhaités, une exponentielle de matrice. Ensuite, il ne reste plus qu'à extraire les U_k et I_k , à partir desquels on peut faire des calculs complémentaires : c'est ce que nous appelons le *post-processing*.

5.2.3 Gain en temps de calcul

Dans l'équation 5.7, le calcul pour chaque temps t de l'exponentielle de la matrice $(t - t_0)M$ prend un temps proportionnel au cube de N , ce qui devient considérable si la taille de la matrice M augmente au delà de quelques centaines. Pour réduire le temps de calcul, on procède de la manière suivante. Tout d'abord, on diagonalise M , c'est-à-dire que l'on calcule dans \mathbb{C} la matrice diagonale D et la matrice unitaire inversible U telles que :

$$M = U.D.U^{-1}$$

La définition de l'exponentielle de matrice permet d'écrire que :

$$\exp[tM] = U.\exp[tD].U^{-1}$$

L'exponentielle de la matrice diagonale est beaucoup plus rapide, puisqu'il suffit de calculer l'exponentielle des $2N + 2$ termes diagonaux. La solution s'écrit alors :

$$(5.8) \quad V(t) = U.\exp[tD].(U^{-1}V_0)$$

Cette dernière opération demande seulement un temps proportionnel au carré de N . Pour donner un exemple, avec $N = 300$, le temps de calcul de l'exponentielle de matrice prend 90 secondes. Celui nécessaire pour la diagonalisation est de 150 s, mais ensuite chaque pas de temps est calculé en seulement 0,27 s. De cette façon, on réalise un gain de facteur supérieur à 300 sur le temps de calcul, pour un résultat identique à 10^{-7} près.

5.2.4 Post-processing et présentation des résultats

Tout d'abord, il faut extraire du vecteur V la tension et l'intensité. Il est possible d'utiliser les valeurs calculées à un certain moment pour les injecter en tant que conditions initiales dans une configuration modifiée, par exemple après la commutation d'un éclateur.

Connaissant la tension et l'intensité, nous pouvons déterminer l'énergie, ou plutôt les différentes formes d'énergie présentes dans chaque cellule. Nous distinguons deux termes d'énergie : électrique $\frac{1}{2}C_k U_k^2$ et magnétique $\frac{1}{2}L_k I_k^2$, et deux termes de dissipation de l'énergie : la puissance perdue par résistivité dans le conducteur $R_k I_k^2$ et celle perdue par conduction à travers le diélectrique $G_k U_k^2$.

Comme les éléments peuvent avoir différentes longueurs, cela n'a pas de sens de comparer directement ces données énergétiques. En divisant les termes d'énergie par le volume du diélectrique $l_k \pi (De_k^2 - Di_k^2)/4$, on obtient des densités volumiques d'énergie, assimilables à des pressions électrique et magnétique s'exerçant sur l'isolant de la ligne.

Mais ces données énergétiques se montrent surtout utiles pour effectuer des bilans énergétiques sur différentes zones macroscopiques, par exemple le générateur de Marx, la ligne de formation ou bien le capillaire. Pour chaque zone l , définie par

un ensemble consécutif d'indices compris entre $k_{\text{inf}}(l)$ et $k_{\text{sup}}(l)$, on peut déterminer l'énergie électromagnétique stockée $E_{\text{EM}}(l)$ et la puissance dissipée par effet Joule $P_J(l)$ en sommant :

$$\begin{cases} E_{\text{EM}}(l) = \sum_{k_{\text{inf}}(l) \leq k \leq k_{\text{sup}}(l)} \frac{1}{2} C_k U_k^2 + \frac{1}{2} L_k I_k^2 \\ P_J(l) = \sum_{k_{\text{inf}}(l) \leq k \leq k_{\text{sup}}(l)} R_k I_k^2 + G_k U_k^2 \end{cases}$$

De façon synthétique, l'algorithme du code est décrit par l'organigramme de la figure 5.3. La programmation a été réalisée avec le logiciel MatLab, qui se prête bien aux calculs matriciels. Le programme de calcul tient en une centaine de lignes.

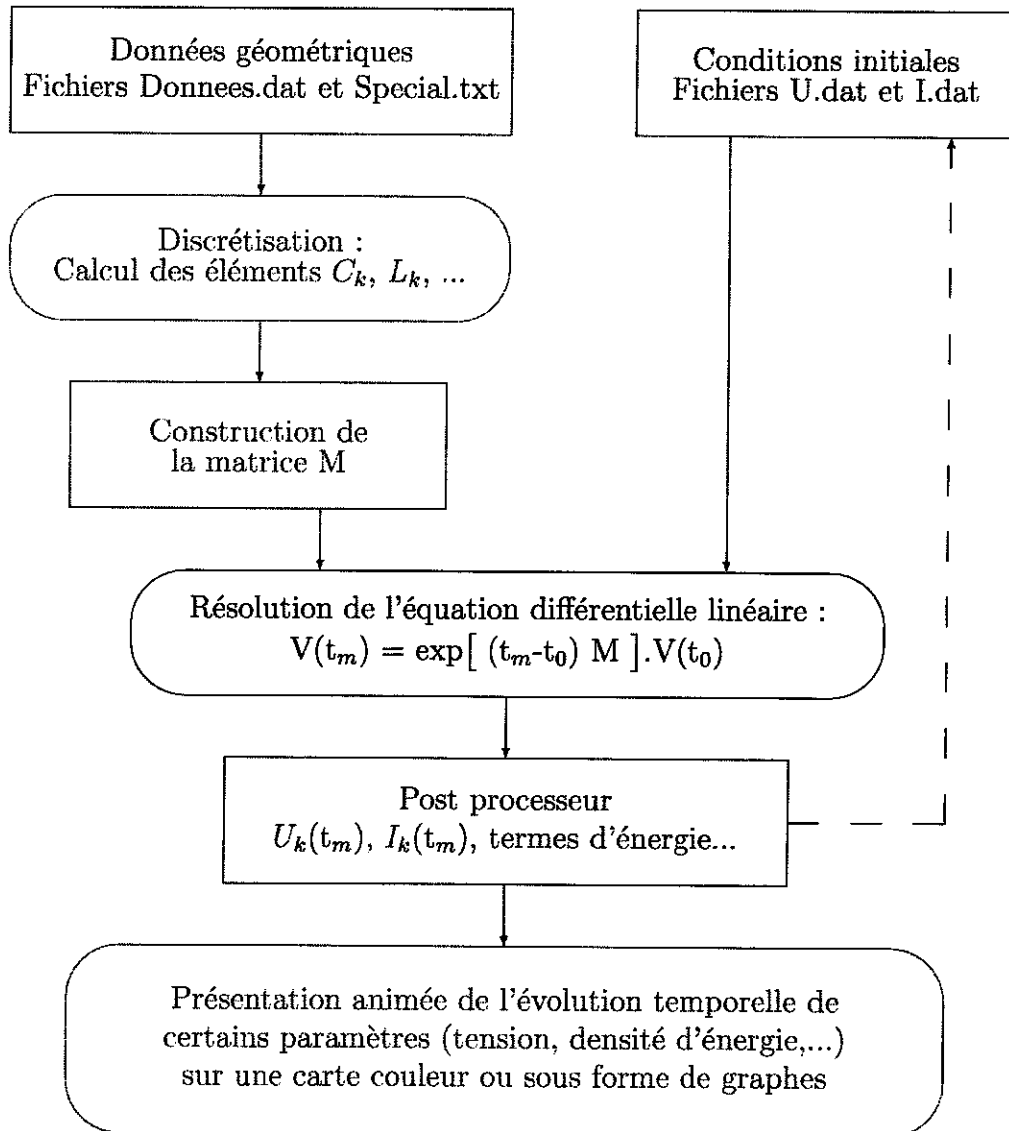


FIG. 5.3 – Organigramme du code

Le programme permettant de visualiser l'évolution temporelle et spatiale de l'intensité et de la tension dans la ligne coaxiale a été écrit séparément en deux versions différentes et complémentaires : l'une en C++ par Christophe Haug, consultant en informatique scientifique pour le laboratoire que nous tenons à remercier pour cette contribution, qui montre en même temps l'évolution de la tension et de l'intensité dans la ligne coaxiale avec des échelles de couleur et celle de l'énergie dans les différentes zones définies ; et l'autre par nous-mêmes en utilisant les possibilités graphiques de MatLab, qui montre pour chaque instant la distribution spatiale de la tension et de l'intensité sous forme de graphes.

5.2.5 Validité théorique et limites numériques

Vérifions que les équations que nous avons utilisées sont bien conformes avec les équations aux dérivées partielles qui régissent les lignes coaxiales uniformes. Notons C , L , R et G respectivement les capacité, inductance, résistance et conductance linéiques de la ligne. Définissons U et I , fonctions continues des variables z et t , telles que $U(z_k, t) = U_k(t)$ et² $I(z_k, t) = I_k(t)$. Dans le système d'équations 5.5, si l_k est "suffisamment petit", condition que nous allons éclaircir plus loin, alors nous pouvons écrire :

$$(5.9) \quad \begin{cases} C_k \frac{\partial U_k}{\partial t} + G_k U_k = I_{k-1} - I_k \approx - \left. \frac{\partial I}{\partial z} \right|_{z_k, t} l_k \\ L_k \frac{\partial I_k}{\partial t} + R_k I_k = U_k - U_{k+1} \approx - \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z_k, t} l_k \end{cases}$$

En dérivant la première équation par rapport au temps, et en lui injectant la seconde, nous obtenons :

$$C_k \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} + G_k \frac{\partial U}{\partial t} + l_k \frac{\partial}{\partial z} \left(- \frac{l_k}{L_k} \frac{\partial U}{\partial z} - \frac{R_k}{L_k} I \right) = 0$$

soit en fin de compte :

$$(5.10) \quad \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} - LC \frac{\partial^2 U}{\partial t^2} - (GL + RC) \frac{\partial U}{\partial t} - RG U = 0$$

L'intensité obéit à la même équation aux dérivées partielles. Si nous considérons uniquement les solutions sinusoïdales de pulsation temporelle ω , en prenant \tilde{U} tel que $U = \text{Re} [\tilde{U} e^{j\omega t}]$, nous avons finalement :

$$\frac{d^2 \tilde{U}}{dz^2} + \omega^2 LC \tilde{U} - j\omega (GL + RC) \tilde{U} - RG \tilde{U} = \frac{d^2 \tilde{U}}{dz^2} - \gamma^2 \tilde{U} = 0$$

On retrouve les équations de la ligne coaxiale uniforme dans le cas des faibles pertes (c.-à-d. si $R \ll \omega L$ et $G \ll \omega C$), telles qu'on peut les trouver dans des livres

²Comme I_k représente le courant entre les points d'abscisse z_k et z_{k+1} , il est préférable de considérer que $I_k(t) = I(z_k + l_k/2, t)$.

de référence comme [ITT-68, chap. 22] ou encore [Kaufman-79, chap. 18 et 21], avec l'impédance complexe :

$$(5.11) \quad Z = \sqrt{\frac{R + j\omega L}{G + j\omega C}} \approx \sqrt{\frac{L}{C}} \left(1 - j \frac{R}{2\omega L} + j \frac{G}{2\omega C} \right)$$

et la constante de propagation complexe :

$$(5.12) \quad \gamma = \sqrt{(R + j\omega L)(G + j\omega C)} = \alpha + j\beta \approx \frac{1}{2}R\sqrt{\frac{C}{L}} + \frac{1}{2}G\sqrt{\frac{L}{C}} + j\omega\sqrt{LC}$$

où β est un terme de propagation (le nombre d'onde) et α un facteur d'atténuation. Dans le cas le plus général, la solution se présente sous la forme :

$$\begin{cases} U = U^+ e^{j\omega t - \gamma z} + U^- e^{j\omega t + \gamma z} = U^+ e^{j(\omega t - \beta z)} e^{-\alpha z} + U^- e^{j(\omega t + \beta z)} e^{\alpha z} \\ I = \frac{U^+}{Z} e^{j\omega t - \gamma z} - \frac{U^-}{Z} e^{j\omega t + \gamma z} = \frac{U^+}{Z} e^{j(\omega t - \beta z)} e^{-\alpha z} - \frac{U^-}{Z} e^{j(\omega t + \beta z)} e^{\alpha z} \end{cases}$$

Maintenant, pour déterminer les limites de validité de nos calculs numériques, nous nous contenterons de l'approximation de la ligne sans pertes, c'est-à-dire lorsque α est nul. L'équation 5.12 revient alors à :

$$\gamma = j\beta = j\omega\sqrt{LC} \Rightarrow \text{Vitesse de phase } v = \frac{\omega}{\beta} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon_r}}$$

Revenant à l'approximation que nous avons faite au début de cette section dans le système d'équations 5.9, nous pouvons écrire :

$$U_{k+1}(t) - U_k(t) \approx \left. \frac{\partial U}{\partial z} \right|_{z_k, t} l_k + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} \right|_{z_k, t} l_k^2 \approx j\beta_k l_k U - \frac{1}{2} (\beta_k l_k)^2 U$$

Par conséquent, pour un signal de fréquence f , la condition sur l_k s'écrit :

$$\frac{1}{2} (\beta_k l_k)^2 \ll \beta_k l_k \quad \text{soit : } l_k \ll \frac{2}{\beta_k} = \frac{2c}{\omega \sqrt{\epsilon_k}} = \frac{v_k}{\pi f}$$

Dans le cas des impulsions, pour lesquelles on ne parle pas de fréquence mais de temps caractéristiques (temps de montée, durée, temps de descente), il faut que ces temps soient grands devant le temps caractéristique de propagation dans une cellule :

$$\tau_{\text{impulsion}} \gg \tau_k = \frac{l_k}{v_k} = \frac{l_k \sqrt{\epsilon_k}}{c}$$

A l'inverse, pour une ligne découpée en segments de longueur l_k , les fréquences doivent rester petites devant la fréquence temporelle associée à l'échantillonnage :

$$f \ll \nu_k = \frac{c}{l_k \sqrt{\epsilon_k}} \quad \text{A.N.} \quad \nu_k [\text{GHz}] = \frac{300}{l_k [\text{mm}] \sqrt{\epsilon_k}}$$

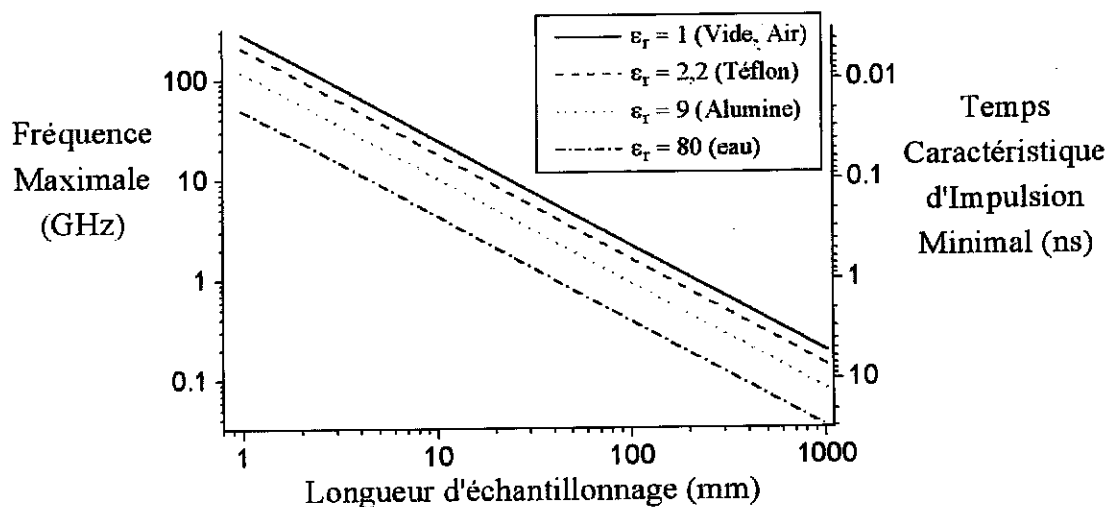


FIG. 5.4 – Limites en fréquence temporelle et en durée d'impulsion en fonction de la longueur d'échantillonnage et de la permittivité relative³

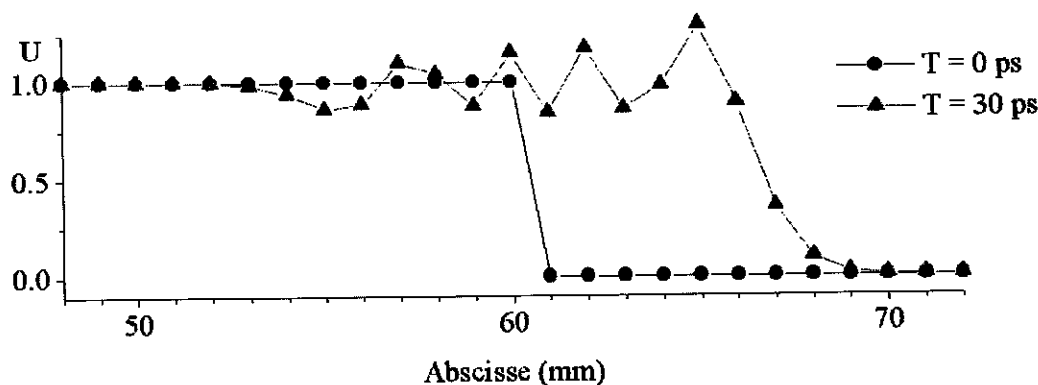


FIG. 5.5 – Bruit numérique créé par un échelon de tension dont le temps de montée est égal au pas de temps numérique dû à la discrétisation de la ligne

Ces limites en termes de fréquence et de temps caractéristique d'impulsion sont tracées en fonction de la longueur d'échantillonnage et de la permittivité relative³ sur la figure 5.4.

Dans le cas où des signaux arrivent sur l'élément k avec une fréquence supérieure à $\nu_k/2$, ils sont déformés en amplitude et en fréquence. Ceci est une application directe du théorème d'échantillonnage de Shannon. Néanmoins dans le cas présent, la singularité est que la fréquence d'échantillonnage de la ligne coaxiale peut varier. La fréquence admissible maximale ν_s est donc le minimum des ν_k sur l'ensemble des éléments de la ligne coaxiale :

$$\nu_s = \min_k \nu_k$$

³En fait, la constante diélectrique varie avec la fréquence. Suivant les matériaux, cette variation prend de l'importance à partir de 1 à 100 GHz.

Par ailleurs, les signaux dont la fréquence est de l'ordre de ν_s doivent être considérés comme du bruit numérique : ils sont générés par le découpage en segments de la ligne. Pour donner un exemple caractéristique, la figure 5.5 montre l'oscillation artificielle créée par un échelon de tension dont le temps de montée est égal au temps de propagation d'un élément. On remarquera que la période du bruit est égale au double de la période spatiale des éléments discrets, ce qui correspond exactement à la fréquence $\nu_k/2$.

5.2.6 Validation numérique

Avant de se lancer dans la modélisation de notre ligne coaxiale, pour s'assurer de la pertinence du programme, nous avons étudié trois cas simples de lignes coaxiales.

Nous voulons vérifier les points suivants :

- i. Le système conserve l'énergie (stockée sous forme électro-magnétique ou dissipée par effet Joule) ;
- ii. Tout couple de tension U et d'intensité I dans une ligne d'impédance Z se décompose en $U=U^++U^-$ et $I=I^+-I^-= (U^+-U^-)/Z$, où (U^+, I^+) et (U^-, I^-) sont des signaux se propageant dans des directions opposées ;
- iii. Les pertes résistives, radiales à travers le diélectrique ou longitudinales dans le conducteur, sont correctement prises en compte suivant l'équation 5.12 ;
- iv. Pour une ligne d'impédance Z terminée par une impédance Z_L (composants électroniques ou autre ligne), un signal se propageant vers Z_L connaît un taux de réflexion ρ égal à $\frac{Z_L - Z}{Z_L + Z}$. Si Z_L est une ligne, le taux de transmission est égal à $1+\rho$. ρ est du signe de $Z_L - Z$, en particulier :

$$\rho = \begin{cases} -1 & \text{si } Z_L = 0 \\ 0 & \text{si } Z_L = Z \\ 1 & \text{si } Z_L = \infty \end{cases}$$

Un cas simple proche des conditions que nous avons vues dans la section 3.3 est celui d'une impulsion de tension U , d'intensité nulle, dans une ligne coaxiale uniforme d'impédance Z_1 . La partie gauche de la ligne est terminée par une résistance adaptée, la partie droite se prolonge par une ligne d'impédance Z_2 supérieure à Z_1 (car son diamètre extérieur est plus grand), qui se ferme sur un court-circuit. Dans cet exemple, nous prenons $Z_1 = 50 \Omega$ et $Z_2 = 80 \Omega$. La géométrie de la ligne et les conditions initiales sont résumées sur la figure 5.6a.

La figure 5.6b. montre que l'on obtient effectivement la séparation de l'impulsion de tension pure en deux impulsions de tension $U/2$ et de courant $U/(2Z_1)$ suivant des directions opposées. Le point ii. est donc vérifié.

Sur les figures 5.6c., d. et e., vérifions que les propriétés de réflexion ou de changement d'impédance sont en accord avec le point iv. L'impulsion de tension $U/2$ se propageant vers la gauche est entièrement absorbée par la résistance adaptée à l'impédance de la ligne. Celle se dirigeant vers la droite est partiellement réfléchi. L'amplitude du signal réfléchi est de $0,11U \approx \frac{80-50}{80+50} 0,5U$, celle du signal transmis est de $0,61U \approx \frac{2 \times 80}{130} 0,5U$. En bout de ligne, la réflexion sur le court-circuit induit bien un changement de signe de la tension, correspondant à $\rho = -1$.

Enfin, la figure 5.6f. montre la dynamique de l'énergie dans les différentes parties de la ligne. L'énergie perdue par effet Joule a été calculée en intégrant la puissance perdue dans la résistance. La résolution temporelle joue donc un rôle important dans le calcul de cette énergie. En prenant un pas de temps de 0,01 ns, nous obtenons la conservation de l'énergie à 2.10^{-4} près, ce qui est satisfaisant pour le point i.

Il reste encore à vérifier (point iii.) que les pertes ohmiques sont prises en compte correctement. Pour cela, nous considérons une ligne coaxiale sans pertes pour les abscisses $z < 120$ m et avec pertes au-delà. Dans le premier cas, nous introduisons des pertes à travers le diélectrique avec une conductivité de $1 \mu\text{S.cm}^{-1}$. Dans le second cas, nous prenons la résistivité de l'acier, soit $50.10^{-8} \Omega.\text{m}$. Sur la figure 5.7, nous vérifions qu'un train d'ondes de trois périodes de fréquence 1 MHz est amorti de façon exponentielle, en accord avec le terme d'amortissement α de l'équation 5.12.

Pour confirmer le point iv. et tester la validité du code dans le domaine des micro-ondes, nous avons fait un troisième test. Il s'agit du problème, classique dans le domaine des hautes fréquences, de l'adaptation d'une ligne coaxiale à une charge résistive dont la valeur ohmique R_L est différente de l'impédance de ligne Z_c . L'une des solutions est d'ajouter entre la fin de la ligne et la charge un segment de ligne coaxiale appelé "quart d'onde" car sa longueur doit être égale au quart de la longueur d'onde, et dont l'impédance doit être égale à $Z_c' = \sqrt{Z_c R_L}$.

Nous comparons sur la figure 5.8 la tension calculée à la distance de deux longueurs d'onde (2λ) de la charge. Les conditions initiales sont un train de 7 périodes d'une onde sinusoïdale ($U^+, I^+ = U^+/Z_c$) de fréquence 1 GHz. A l'instant initial, ce train d'onde arrive à la distance 2λ de la charge. Nous avons réalisé les trois configurations suivantes :

- ligne d'impédance Z_c se terminant sur une charge adaptée : l'onde est entièrement absorbée par la résistance ;
- ligne d'impédance Z_c se terminant sur une charge R_L : l'onde est partiellement réfléchi, elle perturbe le signal incident (on parle d'onde stationnaire) ;
- ligne d'impédance Z_c se prolongeant par une ligne quart d'onde d'impédance Z_c' avant d'arriver sur la charge R_L : on observe les mêmes signaux que dans le cas a., l'adaptation est réalisée.

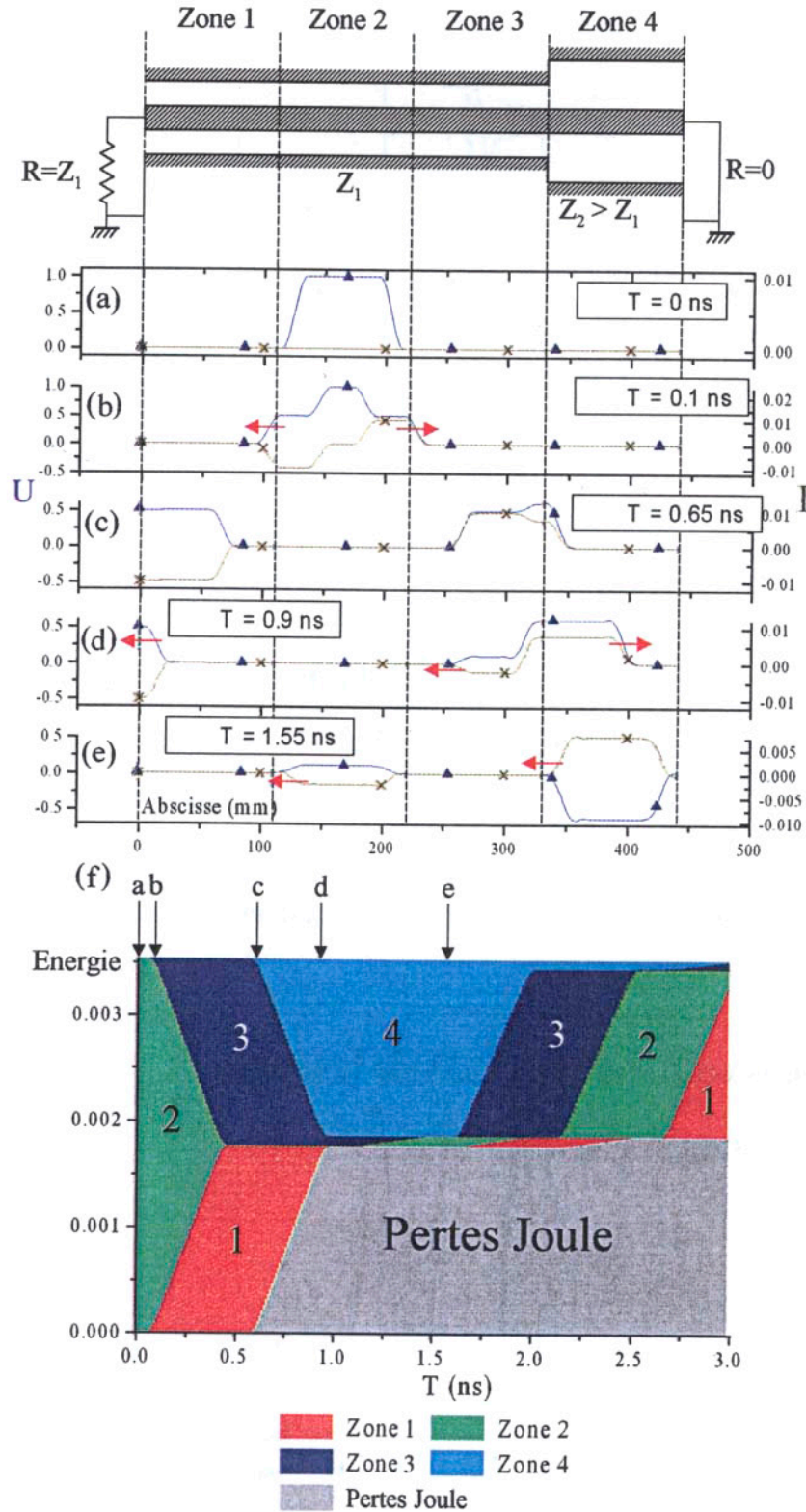


FIG. 5.6 – Propagation d'une impulsion de tension U dans une ligne coaxiale : (a) Conditions initiales. (b) Séparation en deux impulsions de tension $U/2$, de sens et de courants opposés. (c) Absorption de l'impulsion de gauche par la terminaison adaptée. (d) Réflexion partielle d'une impulsion de tension positive due au changement d'impédance $Z_2 > Z_1$. (e) Réflexion totale sur le court-circuit, la tension est inversée. (f) Diagramme de répartition de l'énergie dans les zones de la ligne.

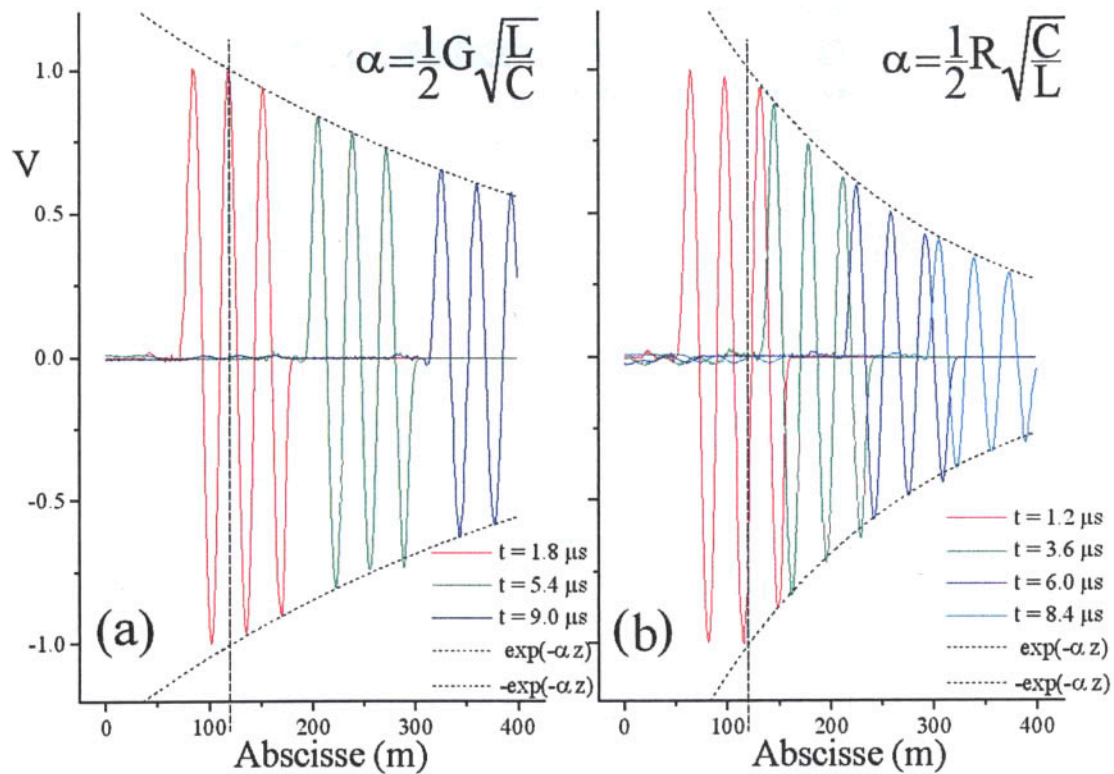


FIG. 5.7 – Modélisation d'une ligne avec pertes : (a) Pertes radiales à travers le diélectrique. (b) Pertes longitudinales dans les conducteurs interne et externe.

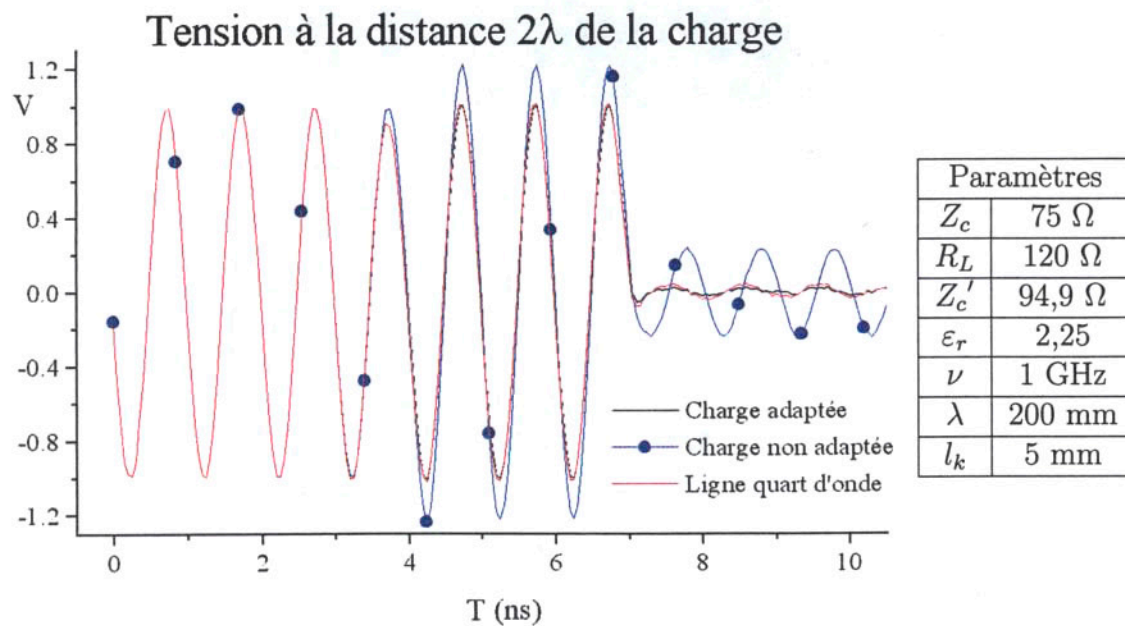


FIG. 5.8 – Adaptation d'une ligne coaxiale par une ligne "quart d'onde"

5.3 Résultats numériques

Ayant validé notre programme numérique avec quelques exemples simples, nous l'avons appliqué à notre système de puissance pulsée. Deux situations ont été examinées : tout d'abord la charge de la ligne de formation d'impulsion par le générateur de Marx, puis sa décharge après que l'éclateur principal s'est déclenché. Enfin, nous montrerons une application de cet outil d'analyse pour l'évaluation préalable d'un diviseur de haute tension passant les hautes fréquences.

5.3.1 Charge de la ligne

Nous avons entré "à la main" les données relatives à la ligne en suivant la méthode décrite dans la section 5.2.1. Pour cela, nous avons découpé la ligne de 80 cm en 254 éléments mesurant entre 1 et 10 mm de long. Cette partie comprend la ligne proprement dite, mais aussi la moitié de l'éclateur principal, comme le montre la figure 5.9a. Nous avons montré que le temps caractéristique minimal d'impulsion correspondant à une longueur de 10 mm était compris entre 0,1 et 1 ns (voir graphique 5.4). Or nous nous attendons, d'après l'estimation théorique de la section 3.3, à un temps de charge de l'ordre de 200 ns. Nous sommes donc bien en-deçà de la limite de validité du programme.

Nous présentons quelques extraits des résultats obtenus sur les figures 5.9 et 5.10. La première correspond aux graphiques de l'interface écrite avec MatLab, tandis que la seconde est composée d'images données par la visionneuse élaborée par Christophe Haug. Notons que la seconde permet de voir en même temps l'évolution locale des variables électriques et la dynamique de l'échange d'énergie entre le générateur de Marx et la ligne à eau. Les deux figures montrent la situation initiale, le maximum de courant lors de la charge de la ligne, le moment où sa tension est maximale, et enfin le retour de l'impulsion vers le Marx dans le cas où l'éclateur principal ne se déclenche pas.

Comme le montre le graphique 5.11, la tension dans le Marx et dans la ligne comme l'intensité entre ces deux éléments sont très similaires aux signaux calculés de façon analytique pour un simple circuit RLC (figure 3.4 p. 40).

L'intérêt du programme est de montrer ce qui se passe à l'intérieur de la ligne. En effet, au milieu de la ligne à eau, le courant de charge ne présente pas du tout le même aspect qu'à la jonction entre la ligne et le Marx. Ceci est dû au comportement de la ligne coaxiale qui ne se réduit pas à une inductance et un condensateur en série. Le signal en dent de scie rend compte des allers et retours du courant à l'intérieur de la ligne : une impulsion incidente est créée lors de la fermeture du circuit (lors du déclenchement du Marx), qui est réfléchi sur la terminaison ouverte que constitue l'éclateur non-encore déclenché. Le courant au milieu de la ligne est comparé sur la figure 5.12 avec celui calculé avec le logiciel PSpice dans un circuit approximativement équivalent réalisé avec des composants RLC et des lignes coaxiales. Enfin, remarquons qu'au contraire de l'intensité, la tension est pratiquement uniforme à l'intérieur de la ligne.

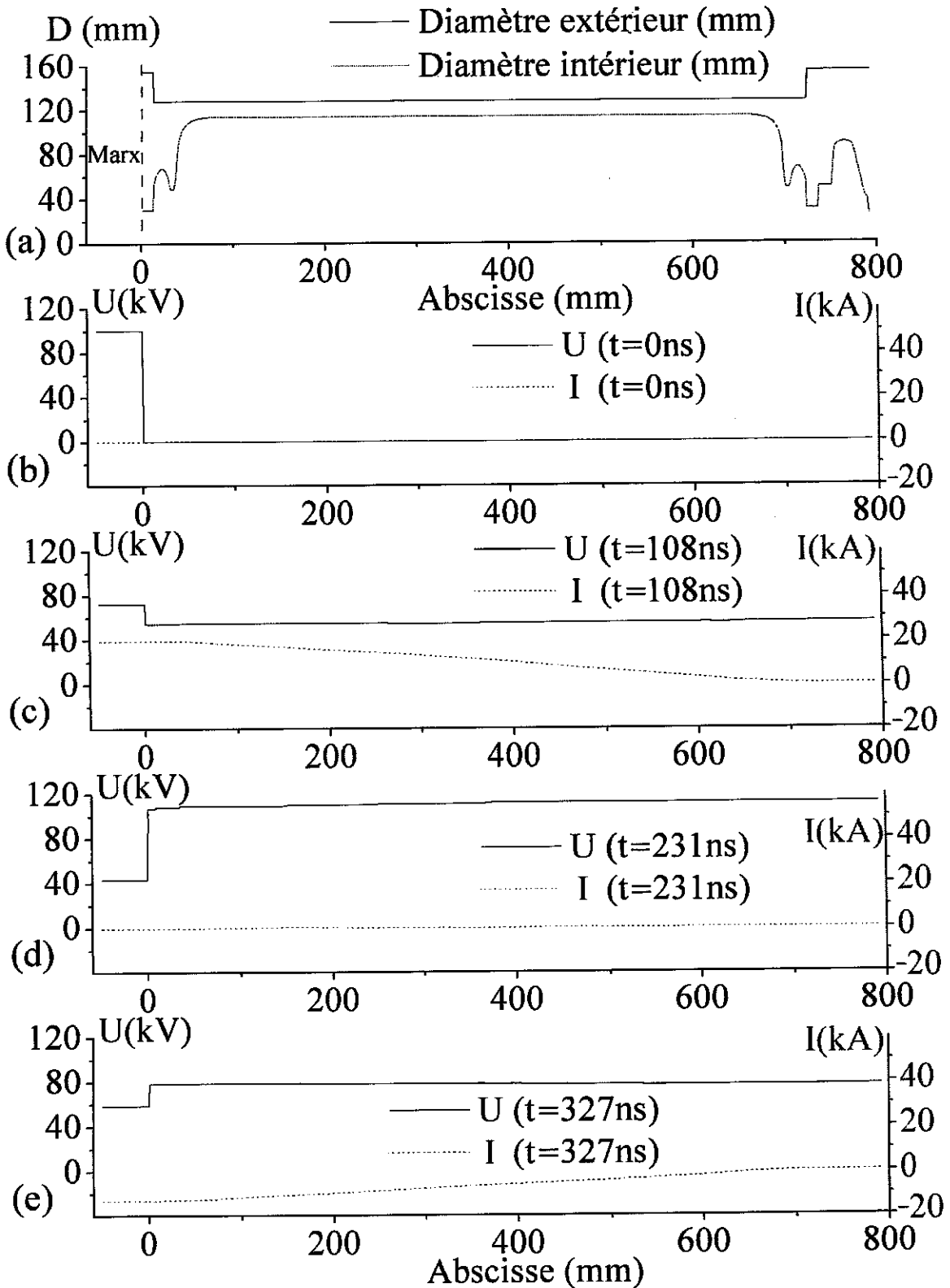


FIG. 5.9 – Décharge du générateur de Marx dans la ligne de formation d'impulsion : (a) Géométrie de la ligne. (b) Situation initiale. (c) Charge de la ligne. (d) Maximum de l'énergie contenue dans la ligne (t_{\max}). (e) Retour de courant vers le Marx si l'éclateur principal ne se déclenche pas.

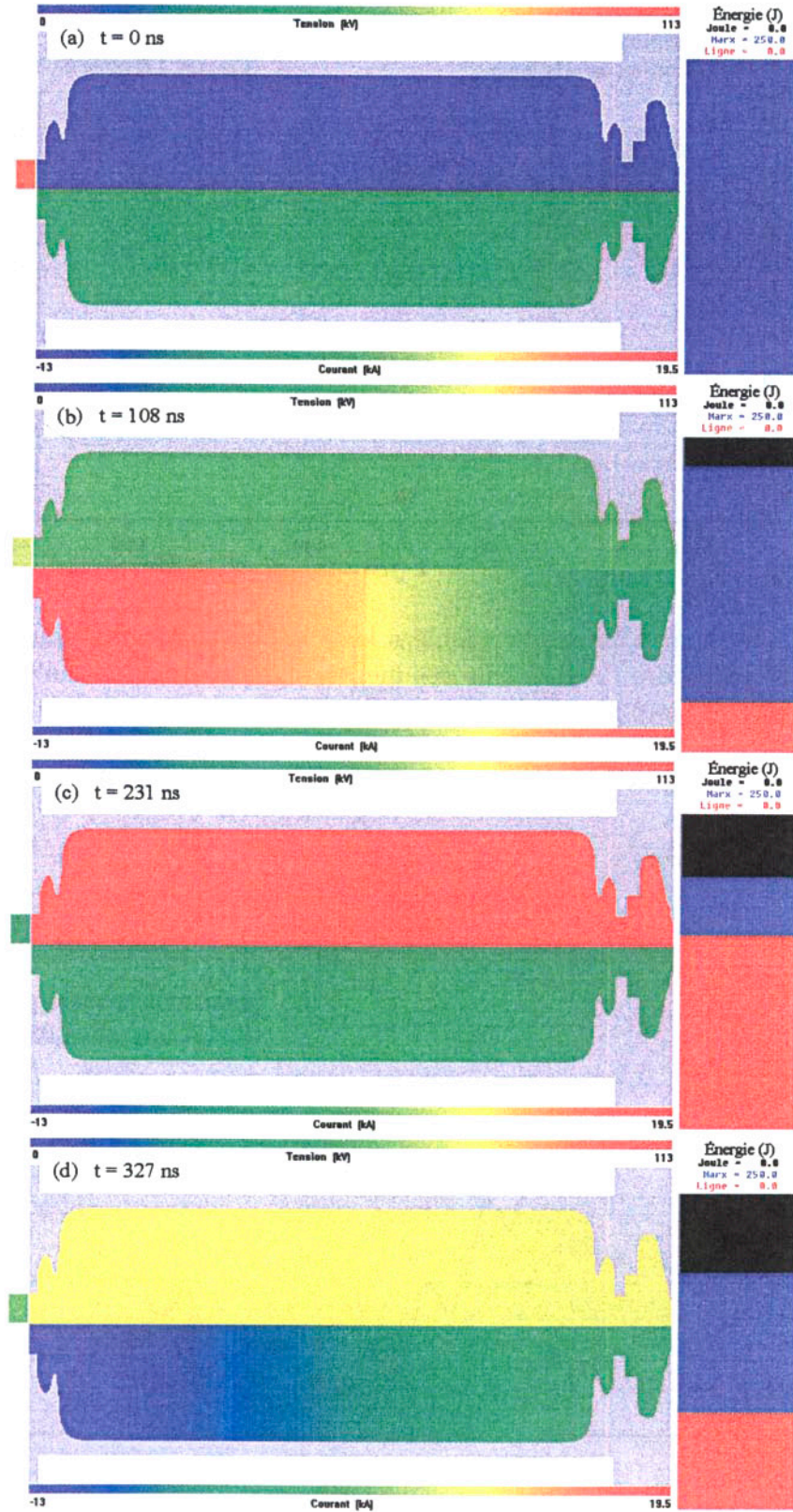


FIG. 5.10 – Décharge du générateur de Marx dans la ligne de formation d'impulsion avec des échelles de couleur : (a) Situation initiale. (b) Charge de la ligne. (c) Maximum de l'énergie contenue dans la ligne (t_{\max}). (d) Retour de courant vers le Marx si l'éclateur principal ne se déclenche pas.

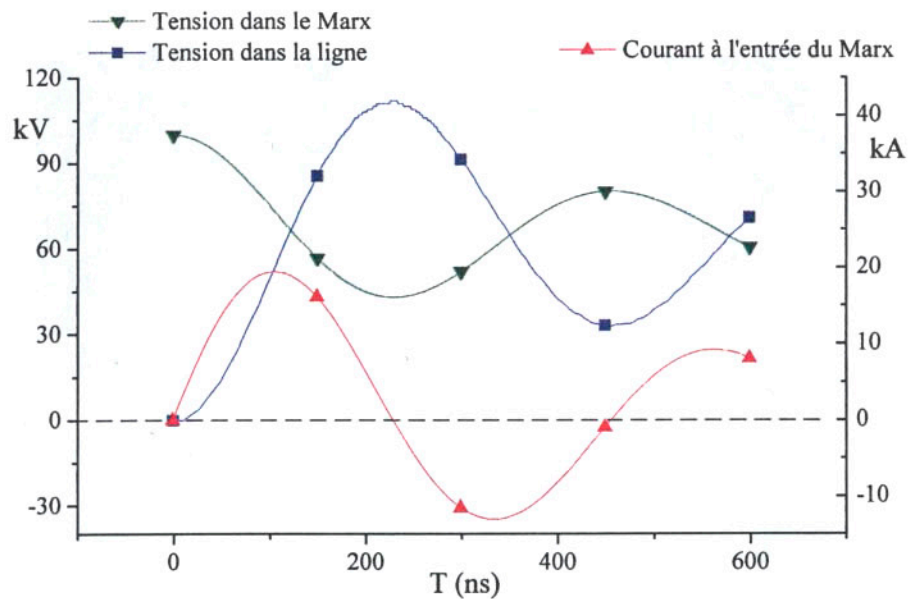


FIG. 5.11 – Tension et intensité calculées avec le code. On remarquera l'analogie avec la forme et l'ordre de grandeur des mêmes signaux calculés analytiquement à partir d'un circuit simplifié (figure 3.4 p. 40)

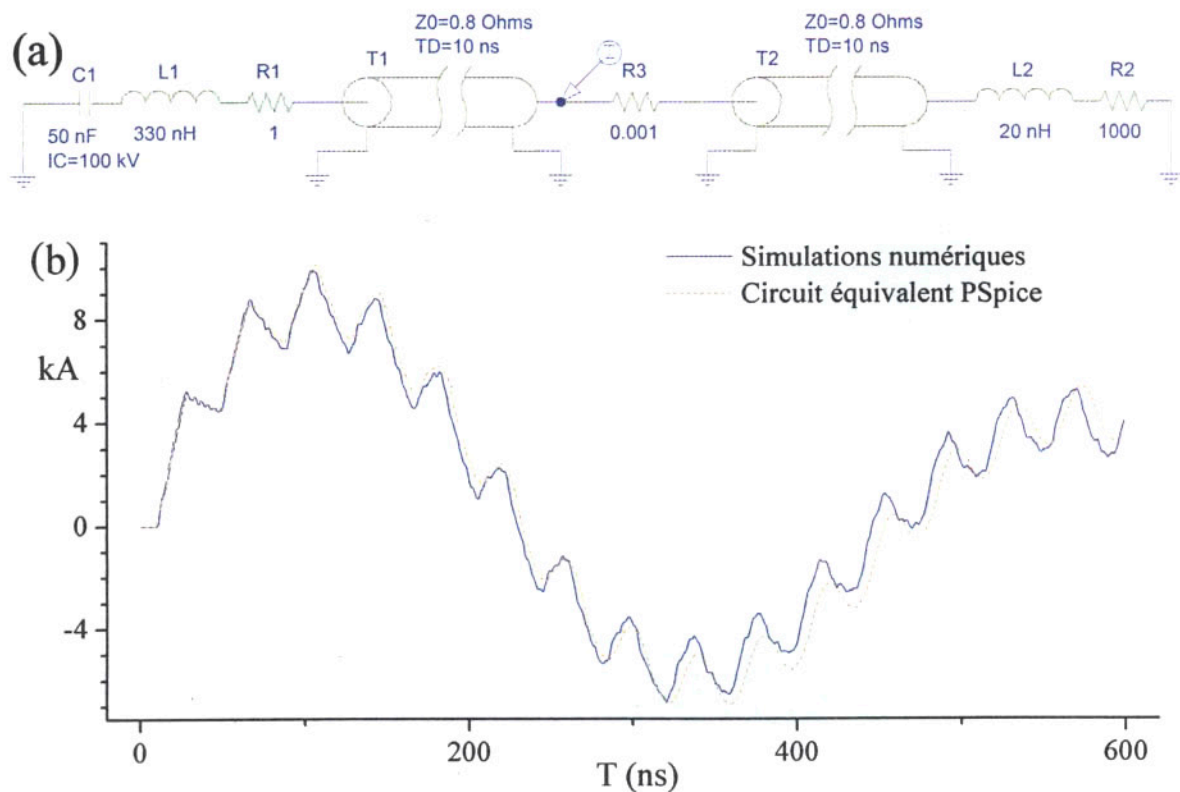


FIG. 5.12 – Comparaison de notre programme avec le logiciel PSpice de résolution de circuits électroniques : (a) Circuit simplifié de la charge de la ligne. (b) Comparaison de l'intensité au milieu de la ligne au cours de la charge calculée par notre programme avec celle calculée dans le circuit (a) par PSpice.

Par ailleurs, une fois que le programme a calculé dans chaque cellule le courant et la tension, il est en mesure de déterminer la densité d'énergie électrostatique et magnétostatique dans le diélectrique (phase de *post-processing*). La figure 5.13 montre la répartition de ces densités d'énergie, équivalentes à des pressions, au cours de la charge. Sans surprise, nous voyons que le maximum de pression magnétostatique est atteint lors du maximum du courant de charge au niveau de l'entrée de la ligne, qui constitue une sorte de goulot d'étranglement. Le maximum de pression électrostatique correspond au maximum de tension dans la ligne, à l'endroit où l'épaisseur de diélectrique est moindre. Il est supérieur de plus d'un ordre de grandeur à la pression magnétostatique maximale.

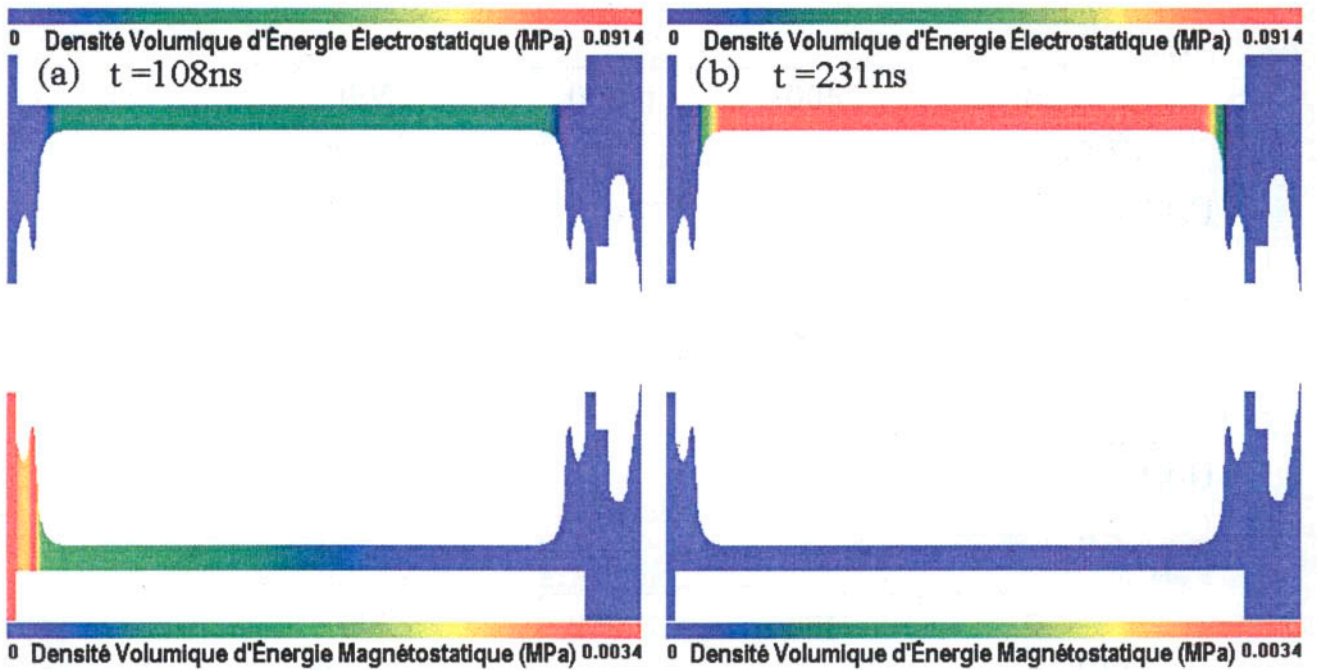


FIG. 5.13 – Calculs de la densité d'énergie électrostatique et magnétostatique dans le diélectrique lors de la charge de la ligne : (a) Maximum magnétostatique à l'entrée de la ligne en cours de charge. (b) Maximum électrostatique dans la ligne au maximum de charge (t_{max}).

5.3.2 Décharge principale

Pour réaliser les simulations numériques de la décharge principale, nous avons repris le système précédent en lui ajoutant la seconde moitié de l'éclateur principal, la ligne de transmission et la section du capillaire. En tout, nous décomposons une longueur de 140 cm en 585 éléments. Comme précédemment, la longueur des cellules est largement inférieure aux temps caractéristiques d'impulsion.

Les figures 5.14 et 5.15 montrent le déroulement de la décharge principale : dans un premier temps, la ligne de transmission se charge, puis a lieu l'impulsion principale de courant à travers le capillaire. Pendant cette dernière, le potentiel de la ligne de transmission diminue jusqu'à devenir négatif.

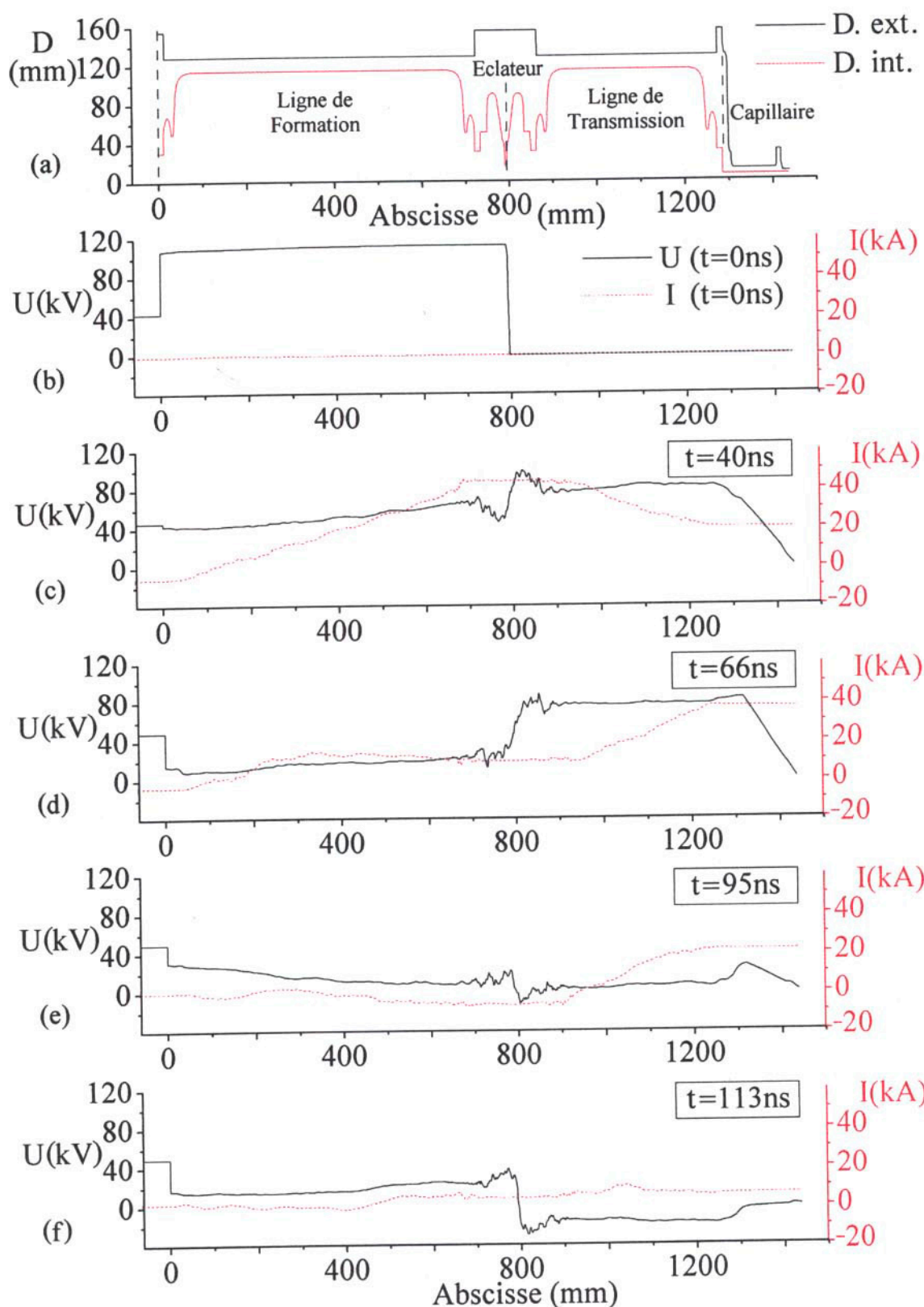


FIG. 5.14 – Décharge de la ligne de formation d'impulsion dans le capillaire : (a) Géométrie. (b) Situation initiale. (c) Charge de la ligne de transmission d'impulsion. (d) Maximum de courant à travers le capillaire. (e) Chute de la tension dans la ligne. (f) Fin de l'impulsion principale, il reste un peu d'énergie sous forme de tension négative dans la ligne de transmission.

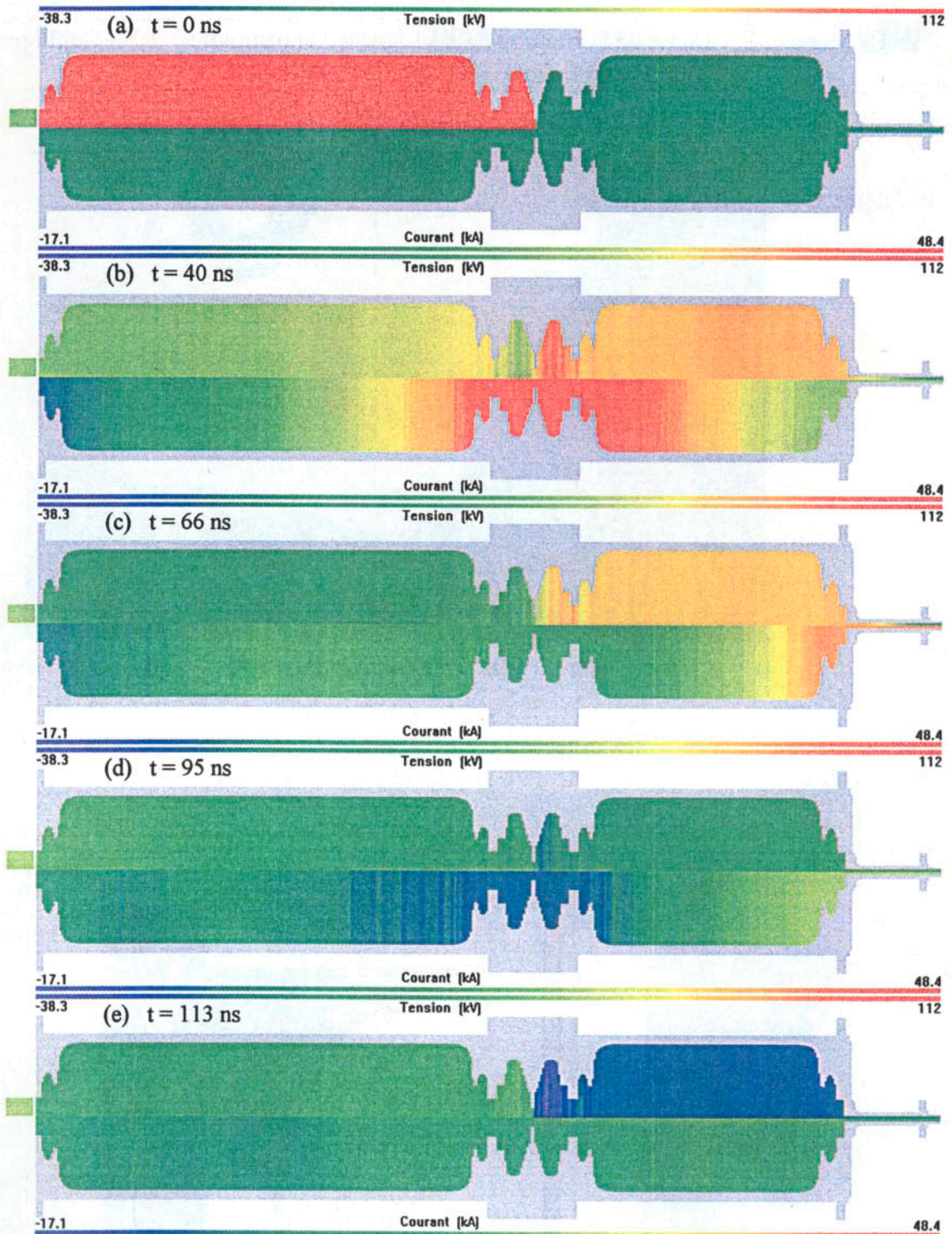


FIG. 5.15 – Décharge de la ligne de formation d'impulsion dans le capillaire avec des échelles de couleur : (a) Situation initiale. (b) Charge de la ligne de transmission d'impulsion. (c) Maximum de courant à travers le capillaire. (d) Chute de la tension dans la ligne. (e) Fin de l'impulsion principale, il reste un peu d'énergie sous forme de tension négative dans la ligne de transmission.

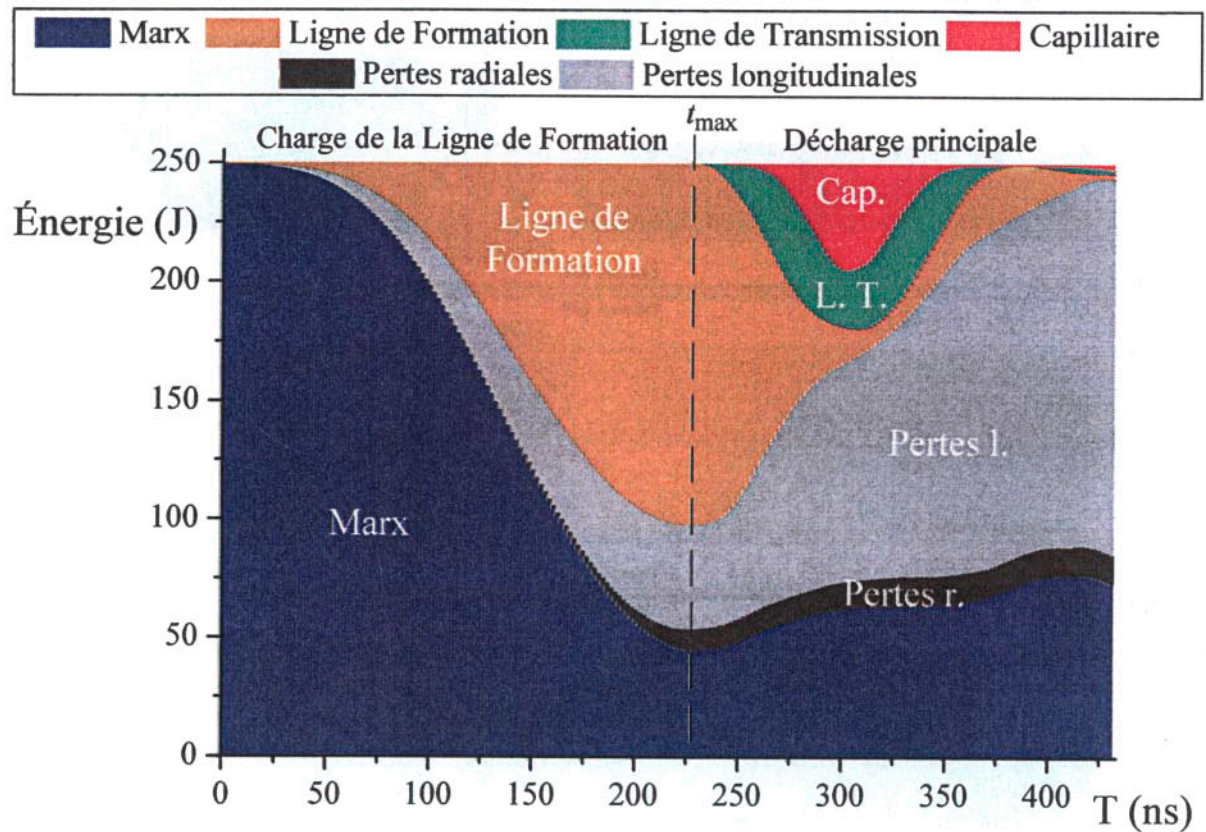


FIG. 5.16 – Energie dans les différentes parties du montage expérimental au cours de la décharge

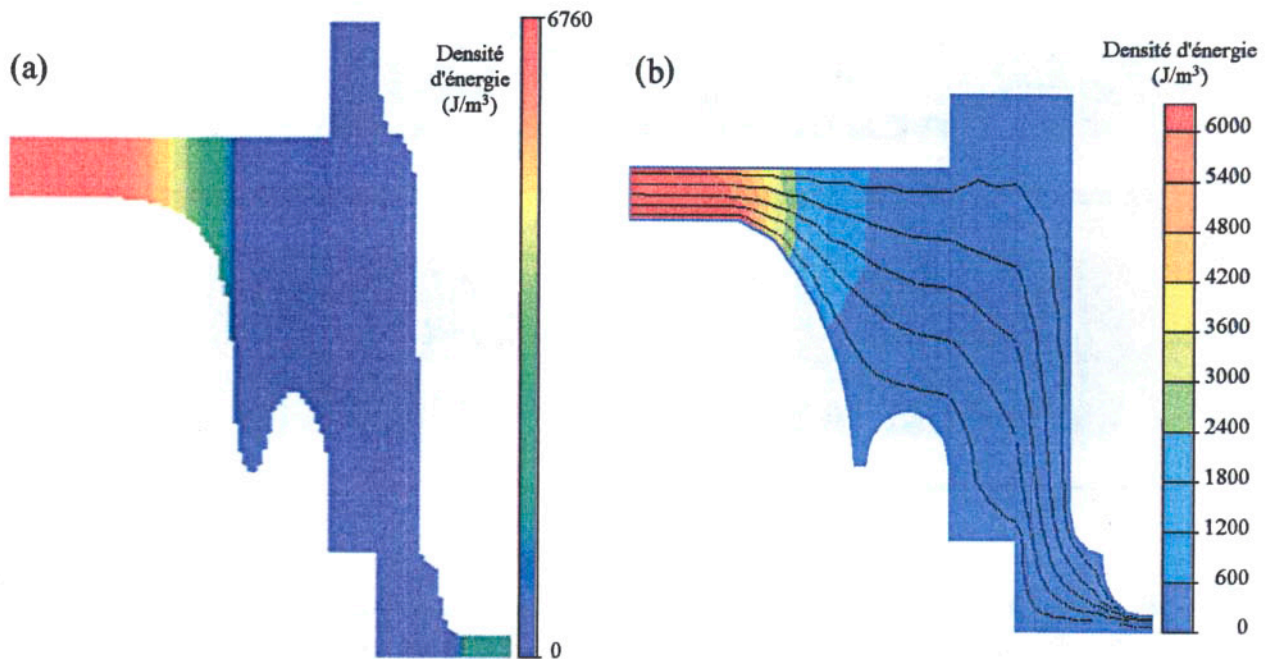


FIG. 5.17 – Comparaison des densités d'énergie électrostatique : (a) calculée par notre programme ; (b) calculée par un logiciel d'électrostatique par éléments finis.

Pour les conditions initiales, nous avons introduit les valeurs de tension et de courant dans la ligne de formation lors du maximum de sa charge ($t = 231$ ns). Toutefois, afin d'éviter de créer du bruit numérique (voir p. 84), nous avons réparti sur dix cellules le saut de tension initial entre la ligne de formation chargée et la ligne de transmission. Ceci correspond à peu près au gradient de tension existant dans l'éclateur au moment de sa rupture. De plus, nous avons considéré le plasma dans l'éclateur principal comme un conducteur de 10 mm de diamètre. En effet, c'est la dimension de la zone noircie à la surface des électrodes. En prenant la résistivité de plasma froid calculée avec la formule de Spitzer (voir p. 48), cela donne une résistance d'environ 23 m Ω pour le plasma de l'éclateur principal.

Quant au plasma contenu dans le tube capillaire, nous l'avons considéré comme un conducteur de diamètre égal à celui du tube, dont la résistance totale est légèrement inférieure à celle calculée page 48 pour tenir compte de la résistivité inférieure du plasma chaud et de la longueur inférieure à 15 cm (nous avons travaillé avec des plasmas de longueur comprise entre 3 et 12 cm). Dans le cas présent, nous avons pris une résistance de 2 Ω et une longueur de 12 cm.

Avec tous ces paramètres, le code calcule à travers le capillaire une impulsion d'une cinquantaine de kiloampères, dont la durée à mi-hauteur est d'environ 70 ns. C'est deux fois plus long que la durée théorique donnée par la longueur de la ligne de formation d'impulsion. Nous pouvons attribuer cette lenteur à toutes les parties non-adaptées du circuit, notamment au niveau de l'éclateur principal et des extrémités des lignes. Elles sont imposées par les contraintes géométriques du raccord entre la ligne dont le diamètre est de 15 cm et le capillaire de quelques millimètres d'une part, et par les distances nécessaires pour éviter les claquages en volume comme en surface d'autre part. Réduire le diamètre de la ligne tout comme les distances de claquage conduirait inmanquablement à réduire l'énergie, or nous avons vu qu'il en fallait une certaine quantité pour obtenir une amplification laser.

Concernant l'énergie, il est intéressant de résumer sur un graphique son évolution temporelle dans les différentes zones du circuit. C'est ce que nous présentons sur la figure 5.17, où nous avons raccordé les données de la décharge de la ligne avec celles de sa charge. Nous pouvons constater que sur les 250 J stockés initialement (dans le cas d'une charge du Marx à 25 kV), 20 % ne quittent pas le générateur de Marx. La ligne de formation se charge avec environ 60 % de cette énergie, et au final, le maximum d'énergie stockée au niveau du capillaire avoisine 50 J, soit 20 %. Précisons qu'il s'agit de l'énergie réactive, stockée par les composantes inductives et capacitatives du circuit. Cela représente donc l'énergie des champs électrique et magnétique présents dans le diélectrique, et qui contribuent à la décharge dans le capillaire respectivement en accélérant les particules chargées et en confinant la colonne de plasma. L'autre forme d'énergie présente dans le capillaire est celle convertie par effet Joule en énergie thermique dans le conducteur. Or nous observons que cette énergie augmente d'environ 100 J pendant la durée de l'impulsion à travers le capillaire. Ainsi, d'après ces calculs, le capillaire dispose d'une énergie proche de 150 J, et il en dissipe près des deux tiers en une centaine de nanosecondes.

Un moyen de confirmer la validité de notre programme est de le comparer avec d'autres déjà bien établi. C'est ce que nous avons fait avec le logiciel de calcul par

éléments finis *Quickfield*, dont nous avons déjà présenté des résultats pour un calcul de magnétostatique. Ici, il est utilisé dans l'option électrostatique pour calculer la répartition de la densité d'énergie stockée dans le diélectrique. La figure 5.17 confirme la pertinence du module de calcul de densité volumique d'énergie. Notre programme de calcul est forcément plus grossier, puisqu'il ne prend en compte qu'une seule dimension. Toujours est-il que sa fonction première n'est pas de résoudre un champ électrostatique, mais de calculer une évolution temporelle et spatiale de tensions et d'intensités.

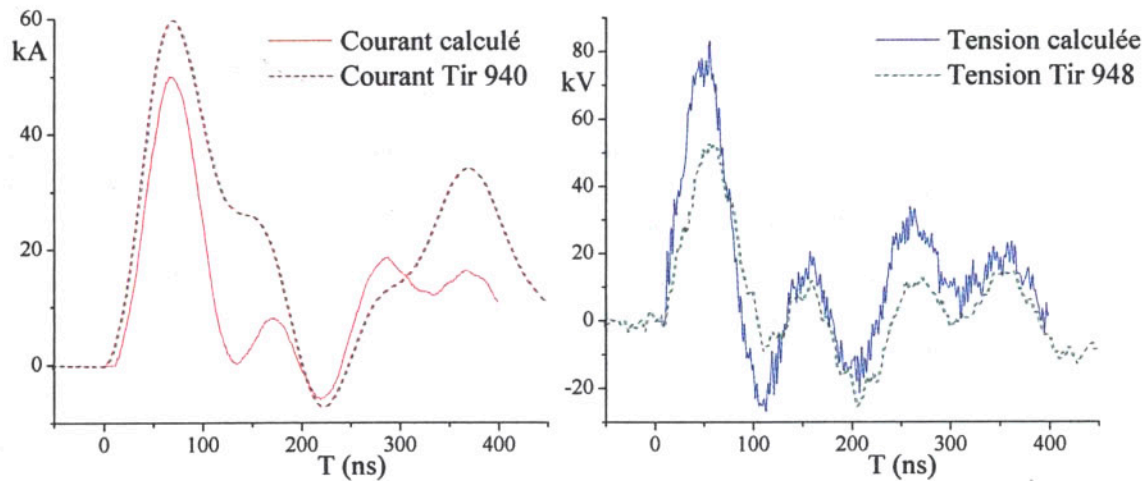


FIG. 5.18 – Comparaison des résultats numériques avec les mesures expérimentales

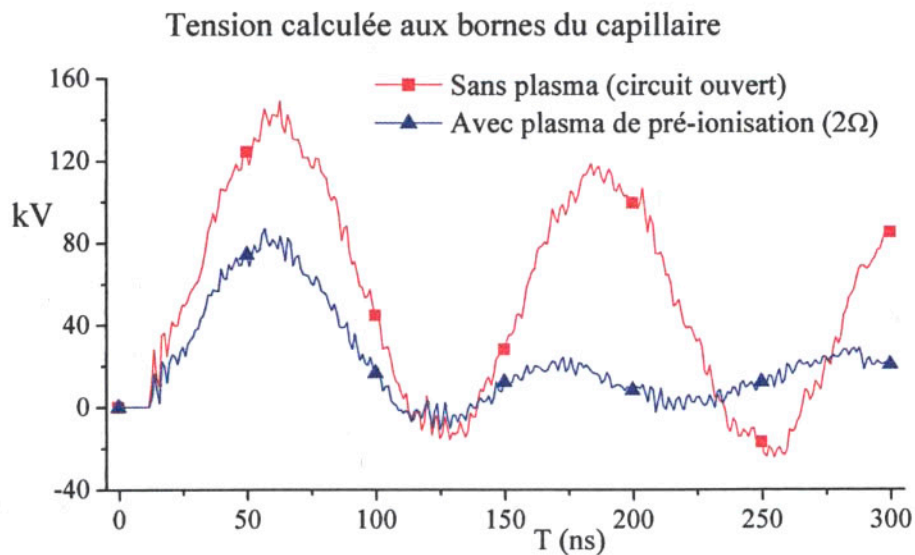


FIG. 5.19 – Importance de la décharge préliminaire de pré-ionisation : tension aux bornes du capillaire avec ou sans plasma

La confrontation avec les résultats expérimentaux possède une importance capitale pour valider un programme de simulations numériques. Pour cela, nous comparons sur la figure 5.18 la tension aux bornes du capillaire et l'intensité le traversant mesurés au moyen des diagnostics décrits dans le chapitre précédent avec ceux calculés. Nous avons obtenu une meilleure comparaison en diminuant à 1Ω la résistance du plasma dans le capillaire. Si les signaux calculés ne coïncident pas exactement avec les valeurs expérimentales, ils en suivent néanmoins les mouvements et possèdent les mêmes temps caractéristiques.

Enfin, le programme permet de simuler différentes variantes du système. Notamment, dans le cas où l'on ne provoque pas de décharge préliminaire, l'impulsion débouche sur un isolant tant que le claquage n'est pas amorcé. Les calculs montrent que la tension aux bornes du capillaire peut alors monter presque jusqu'au double de sa valeur quand il y a pré-ionisation (voir figure 5.19). Ceci est d'une grande importance pour la tenue du tube capillaire, qui peut se briser sous l'effet d'un claquage à travers sa paroi lorsque la tension monte trop haut.

5.3.3 Exemple d'application : calcul d'un diviseur de tension résistif haute tension et haute fréquence

Ce programme de simulations numériques a été utilisé pour un système radicalement différent de la ligne à eau. Afin de synchroniser la caméra MCP avec la décharge, nous avons besoin de mesurer avec une bonne précision temporelle l'impulsion de 5 kV délivrée par le générateur pendant 5 ns. Or la tension maximale supportée par les atténuateurs coaxiaux haute fréquence utilisés habituellement à l'entrée de l'oscilloscope est de l'ordre de 600 V. Nous avons eu l'idée de réaliser nous-mêmes un diviseur résistif, mais avant de passer à l'acte, afin d'estimer si un tel montage allait permettre de mesurer l'impulsion rapide de haute tension, nous avons simulé son comportement.

En plus de passer la haute fréquence et de supporter des tensions jusqu'à 10 kV, le circuit doit présenter d'une part une impédance d'entrée de 50Ω et d'autre part un rapport de division supérieur à 10 pour abaisser la tension en dessous du seuil de tolérance des atténuateurs. Le schéma du circuit est celui de la figure 4.8a. p. 62, nous utiliserons les mêmes notations. La résistance interne de l'oscilloscope r est égale à l'impédance du câble, soit 50Ω . L'impédance d'entrée est égale à :

$$Z_{\text{entrée}} = R + \frac{R_1 (R_2 + r)}{R_1 + R_2 + r}$$

Si R_1 est petite devant $R_2 + r$, cette impédance vaut approximativement $R + R_1$. La somme de ces deux résistances doit donc être égale à 50Ω . Par ailleurs, le rapport de division est donné par l'équation 4.15. Il se met sous la forme plus lisible d'un produit de deux facteurs auquel on retranche une correction :

$$(5.13) \quad \alpha = \frac{V}{v_R} = \left(1 + \frac{R}{R_1}\right) \left(1 + \frac{R_2}{r}\right) - \frac{R_1}{r}$$

Nous avons à notre disposition des résistances à couche carbone supportant en mode pulsé une différence de potentiel jusqu'à 7 kV. En prenant $R = 4 \times 10 = 40 \Omega$ et $R_1 = 10 \Omega$, la somme est bien égale à 50Ω et le facteur de division est de 5. Nous choisissons alors $R_2 = 100 \Omega$, ce qui apporte (avec $r = 50 \Omega$) un facteur 3. En tout, le rapport est de 14,8 et l'impédance d'entrée est égale à $49,4 \Omega$.

Cependant, adapter la valeur des résistances n'est pas suffisant pour bien passer les hautes fréquences. La question est de savoir si, en respectant une structure coaxiale autour des résistances, le montage pourra transmettre des impulsions dont le temps de montée est de l'ordre de la nanoseconde. Nous avons alors entré dans le code de calcul une configuration géométrique, représentée figure 5.20a., correspondant approximativement à ce que serait un tel circuit. Chaque résistance est considérée comme un conducteur, dont nous calculons la résistivité de telle sorte que la résistance longitudinale soit égale à la valeur de résistance. Nous laissons de part et d'autre de la résistance un espace de 5 mm, nécessaire pour faire la soudure.

Ayant obtenu une réponse numérique un peu déformée, mais satisfaisante (voir figure 5.21), nous avons réalisé ce diviseur résistif, en veillant à respecter au mieux une structure coaxiale autour des résistances suivant le schéma 5.20b. Au moyen d'un générateur d'impulsions rapides basse tension, nous avons vérifié que le temps de réponse était rapide et mesuré un rapport de division de 17 (voir figure 5.22). Ceci peut paraître éloigné de la valeur théorique de 14,8, toutefois si nous faisons un calcul d'erreur à partir de la définition 5.13 de α , nous trouvons l'erreur relative :

$$\frac{\delta\alpha}{\alpha} = 2\frac{\delta R}{R} + 3\frac{\delta R_1}{R_1} + 2\frac{\delta R_2}{R_2} + 3\frac{\delta r}{r}$$

Comme la précision des résistances que nous avons employées est de 5 %, cela signifie, en négligeant l'erreur sur r , que l'erreur relative est de 35 %. Par ailleurs, il existe aussi un doute sur la variation de la valeur des résistances en fonction de la tension à leurs bornes. Dans tous les cas, le but de ce montage n'est pas tant de mesurer la tension délivrée par le boîtier d'impulsion, mais plutôt de pouvoir déterminer avec l'oscilloscope le moment de cette impulsion. Notre programme de calculs nous a bien aidés en cela, dans la mesure où il a limité la phase de tâtonnements.

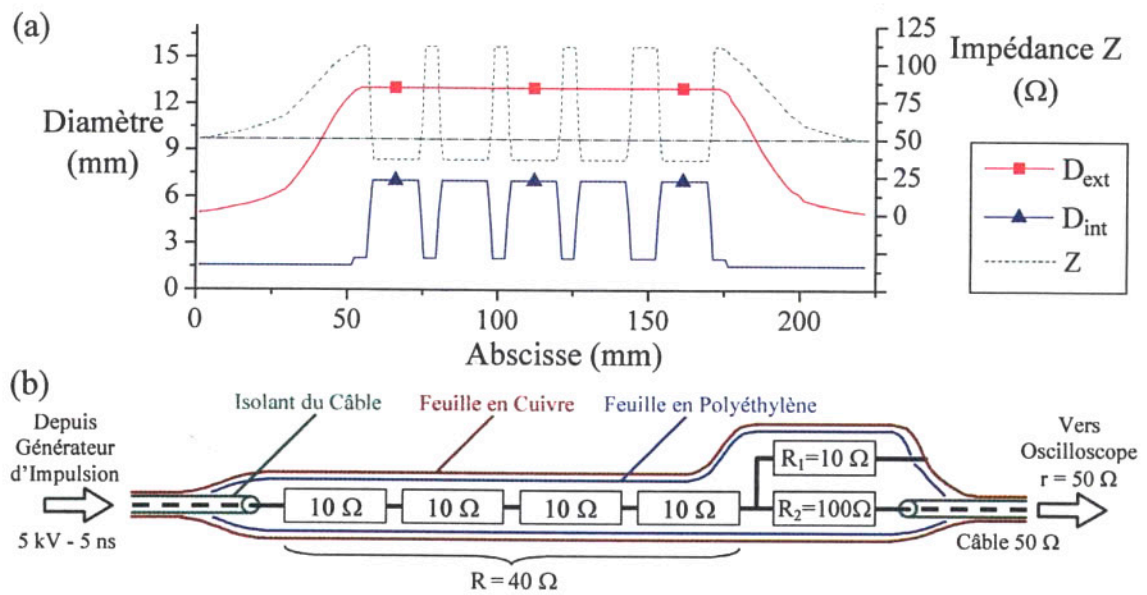


FIG. 5.20 – Configuration du diviseur de tension : (a) Géométrie prise en compte dans le calcul. (b) Réalisation effective.

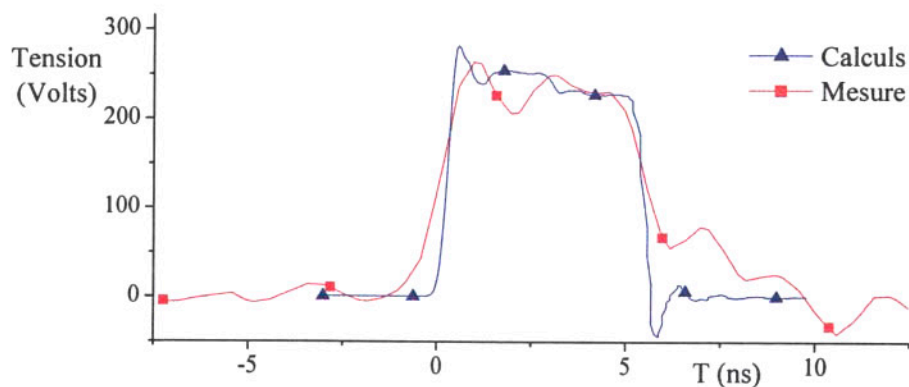


FIG. 5.21 – Réponse numérique et expérimentale à une impulsion de 5 kV et 5 ns

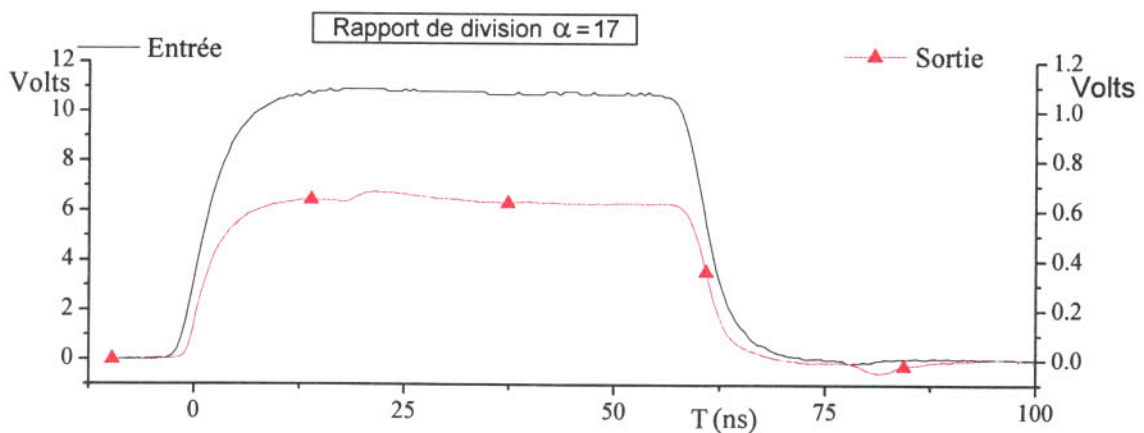


FIG. 5.22 – Calibration expérimentale du diviseur avec une impulsion basse tension

Chapitre 6

Résultats expérimentaux

6.1 Réalisation du montage électrique

Une grande partie de cette thèse expérimentale a été consacrée à surmonter les difficultés qui n'ont pas manqué de se présenter au cours de la construction de l'expérience. Nous avons déjà parlé des problèmes rencontrés avec le générateur de Marx page 37. Mais nous avons affronté une autre difficulté majeure : la rupture du tube lors de la décharge principale. Il nous a fallu bien comprendre l'origine de ce phénomène pour pouvoir y remédier. Une fois que nous avons obtenu un comportement un peu plus satisfaisant et surtout répétitif, nous avons pu caractériser la décharge capillaire. Enfin, la synchronisation des éléments de l'expérience étant primordiale, nous avons étudié l'incertitude temporelle (*jitter*) inhérente aux systèmes de puissance pulsée commutée par des éclateurs.

6.1.1 Problèmes de rupture du capillaire

Lors des premiers essais de tir avec l'ensemble du système tel qu'il est décrit dans le chapitre 3, et en chargeant les condensateurs du Marx à 25 kV, nous avons placé à l'intérieur du tube en alumine une tige métallique légèrement plus longue que celui-ci, afin de réaliser un court-circuit. Puis nous avons été surpris de constater, en ouvrant le circuit, que le capillaire était brisé. Nous avons alors pensé que le grand nombre de tirs que nous avons effectués en était peut-être la cause. Mais après seulement quelques tirs à travers le capillaire dans des configurations de plasma court (3 cm) ou long (12 cm), le tube était encore cassé. Il se cassait à deux endroits, indiqués par des flèches sur la figure 6.1a. Le premier, du côté du pied de la décharge, était situé tout juste au niveau de la gorge accueillant les bobines captant le flux magnétique (voir fig. 4.1 p. 50). Le second, à peu près au milieu du capillaire, correspondait à un rebord de la pièce métallique entourant le tube.

Supposant que cette rupture était due à un claquage électrique provoqué par les angles vifs métalliques, nous avons redessiné les pièces du retour de courant de façon à éliminer autant que possible ces angles vifs, en veillant spécialement à bien arrondir et polir la pièce métallique enserrant le capillaire à son extrémité (voir figure 6.1b).

De plus, pour faire en sorte que la tension ne monte pas trop aux bornes du capillaire, nous avons pris soin de bien déclencher la décharge préliminaire avant l'arrivée de l'impulsion principale. Rien n'y a fait : après quelques tirs, nous avons retrouvé le capillaire brisé ou fendu.

Nous avons alors compris que le claquage n'était pas dû à des angles vifs, mais à des phénomènes pré-disruptifs, sur lesquels nous avons trouvé des développements dans [Zeitoun-91]. Lorsque le champ électrique atteint une valeur comprise entre 6 et 30 MV/m à la surface de la cathode, les électrons peuvent sortir du métal : on parle de l'émission électronique de champ. Cette dernière est renforcée par les micropointes à la surface du métal (quelques microns suffisent), ou bien par les impuretés isolantes (traces d'huile, gaz adsorbé). Lorsque le champ est suffisamment fort, des microplasmas se forment à l'emplacement de ces sites prédisruptifs. Ce sont eux qui amorcent la commutation dans une diode à vide, en se propageant en direction de l'anode. Revenons à notre capillaire, en considérant qu'il est au potentiel V_0 de 50 kV. L'électrode-tige interne forme avec le retour de masse un condensateur que nous pouvons considérer comme coaxial avec deux couches de diélectrique, comme celui de la figure 5.2 page 77. Etant donné que la permittivité relative de l'alumine est neuf fois plus élevée que celle du vide, nous pouvons montrer à partir des équations 5.1 et 5.2 que la différence de potentiel avec la masse est pratiquement repoussée à la bordure du tube en alumine. Sa variation en fonction du rayon est tracée figure 6.2, conjointement avec celle du champ électrique qui est donné par l'équation :

$$(6.1) \quad E(r) = \frac{\Gamma \Delta V}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r r} \quad , \text{ en particulier : } E(r_2) = \frac{\epsilon_{eq} V_0}{\epsilon_2 r_2 \ln(r_2/r_0)}$$

Ce dernier est largement au dessus du seuil d'émission électronique de champ à la surface du retour de masse, qui joue le rôle de cathode puisque nous chargeons la ligne positivement. Par conséquent, des microplasmas se forment, qui amènent le potentiel de la masse au bord du capillaire. Ce dernier a dès lors une forte probabilité de se briser par claquage électrique, car sa rigidité diélectrique est de 30 kV d'après le fabricant. Si nous élargissons le rayon du retour de masse au double de sa valeur, le champ serait quand même égal à 10 MV/m à sa surface et le même claquage se produirait. Il faut donc trouver un autre moyen que le vide pour réaliser l'isolement électrique du capillaire.

Nous avons envisagé de remplacer le vide par un gaz électronégatif comme l'hexafluorure de soufre SF_6 . Ce dernier est couramment employé par les industries utilisant les hautes tensions. Il possède une très bonne capacité d'isolement grâce à sa capacité à absorber les électrons émis par la cathode. Cependant pour un espace de quelques millimètres, il nous faudrait l'utiliser à une pression supérieure à 10 bar, ce qui présente des risques accrus non seulement pour les expérimentateurs, mais aussi pour les pompes à vide en cas de rupture du capillaire. La solution que nous avons finalement retenue a consisté à élargir légèrement le retour de masse, et à enfiler une gaine en téflon autour du tube en alumine, suivant le dessin de la figure 6.1c. Le téflon est lui aussi bien connu des industries électriques. Ce polymère fluoré, dont la rigidité diélectrique est d'environ 50 kV/mm, est utilisé comme isolant dans la

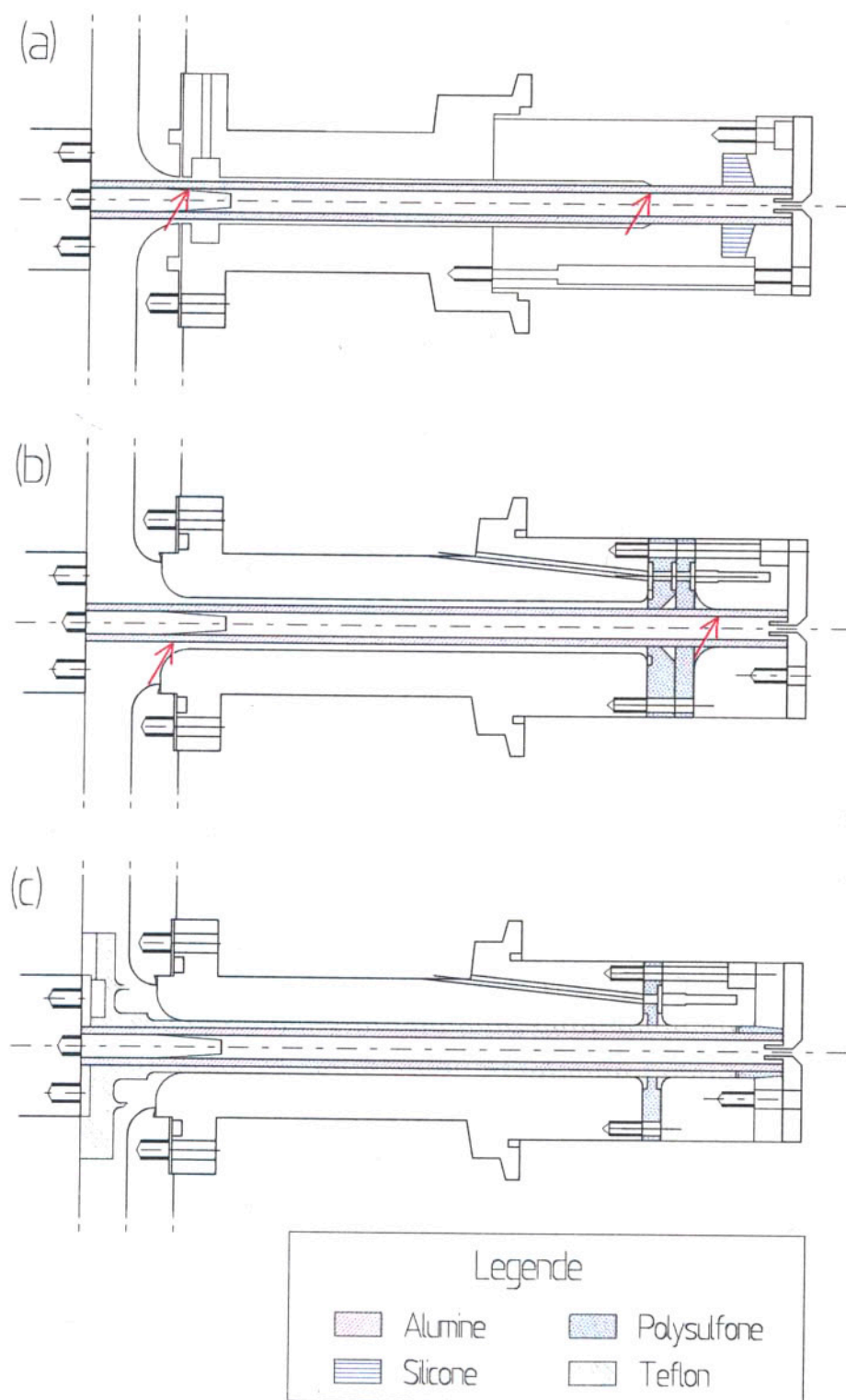


FIG. 6.1 – Géométries successives de la section du capillaire. Les flèches rouges indiquent les endroits de rupture du capillaire : (a) Bris au niveau de la gorge du capteur de courant et d'un rebord métallique. (b) Bris près de la connection avec la ligne (claquage électrique) et au niveau du contact métallique (choc mécanique). (c) Meilleure tenue du capillaire quand il est entouré par une gaine en téflon et maintenu à son extrémité par une pièce en plastique

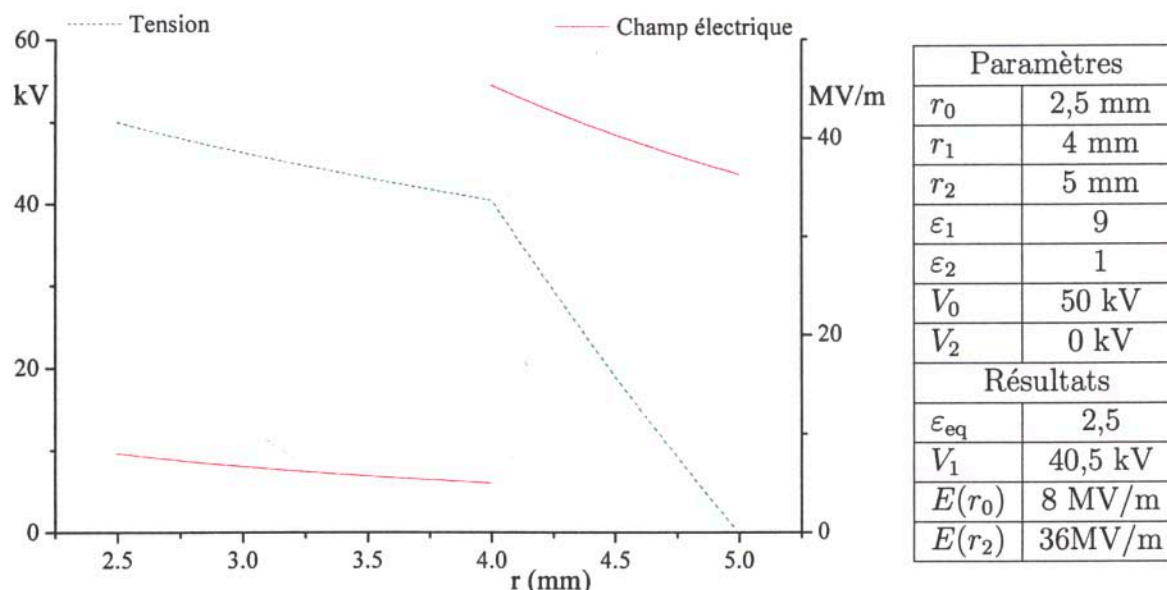


FIG. 6.2 – Variation de la tension et du champ électriques dans l'espace entre le capillaire et le retour de masse

plupart des câbles coaxiaux de haute tension. Sa forme est biscornue au niveau du raccord avec la ligne pour allonger le chemin et ainsi éviter un claquage en surface.

Enfin, malgré une amélioration notable, nous avons encore constaté quelques ruptures au niveau de la pièce métallique maintenant le capillaire à son extrémité. La très faible inductance séparant l'intérieur et l'extérieur du tube à cet endroit d'une part et l'absence de noircissement de la surface métallique d'autre part nous font penser que ces ruptures sont le fait non pas d'un claquage électrique, mais du choc mécanique causé par la décharge électrique dans le capillaire. Afin de l'amortir, nous avons remplacé la pièce métallique par un cylindre en plastique. Cette dernière amélioration nous a permis de réaliser plusieurs dizaines de tirs à travers le même capillaire sans constater de bris. Par conséquent, les conditions de répétitivité indispensables à tout raisonnement scientifique étaient remplies pour permettre l'étude de la décharge proprement dite.

6.1.2 Caractérisation des décharges dans le capillaire

Ayant étudié dans le détail les diagnostics électriques et stabilisé la configuration de la décharge, il est temps de donner les résultats électriques des deux décharges traversant le tube en alumine : tout d'abord la décharge préliminaire, relativement lente et peu intense, puis la décharge principale venant du générateur de Marx. Nous les présentons séparément, en les comparant à chaque fois avec des simulations. Puis nous analysons l'influence de la décharge préliminaire et calculons les termes de puissance et d'énergie. Enfin, nous situons notre décharge par rapport aux performances réalisées par d'autres systèmes.

Le circuit de la décharge préliminaire est assez simple puisqu'il n'y a qu'un seul éclateur avant d'arriver aux bornes du capillaire. C'est pourquoi il se prête bien à la

modélisation par PSpice (voir figure 6.3). La comparaison des signaux expérimentaux avec ceux calculés avec ce logiciel est assez satisfaisante, comme l'atteste la figure 6.4. Dans un premier temps, la ligne coaxiale se charge : la tension (négative) augmente alors que le courant reste nul. Puis le claquage a lieu : nous observons des oscillations rapides qui correspondent au circuit ligne-capillaire. Le courant atteint une valeur de 2 kA, valeur nettement supérieure aux dizaines d'ampères évoquées dans les publications de Rocca, toutefois ces oscillations rapides et intenses s'amortissent en moins d'une microseconde. Il ne reste alors qu'une oscillation plus lente, due au circuit de préionisation, et dont la période est de plusieurs microsecondes. L'amortissement des oscillations rapides permet d'estimer la valeur de la résistance totale du plasma dans le capillaire entre 0,3 et 0,6 Ω , c'est-à-dire légèrement inférieure à ce que nous avons calculé précédemment.

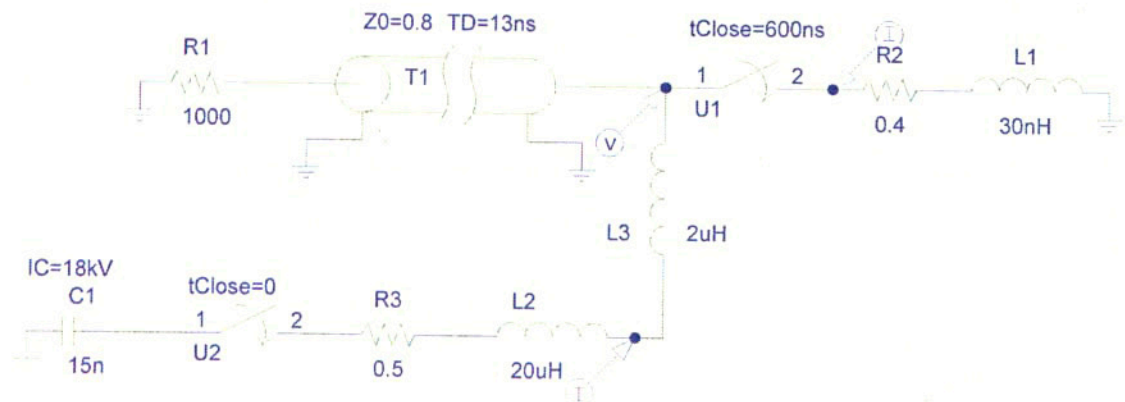


FIG. 6.3 – Schéma de la décharge préliminaire réalisé avec PSpice

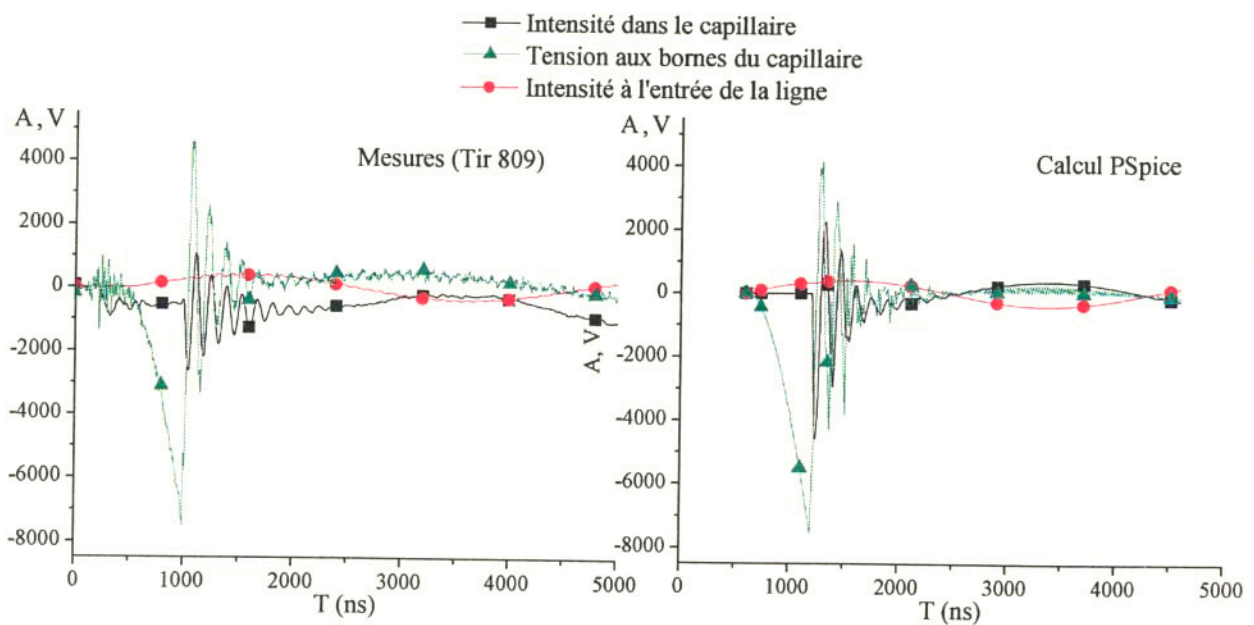


FIG. 6.4 – Comparaison des mesures électriques avec les signaux du circuit équivalent PSpice pour la décharge de pré-ionisation

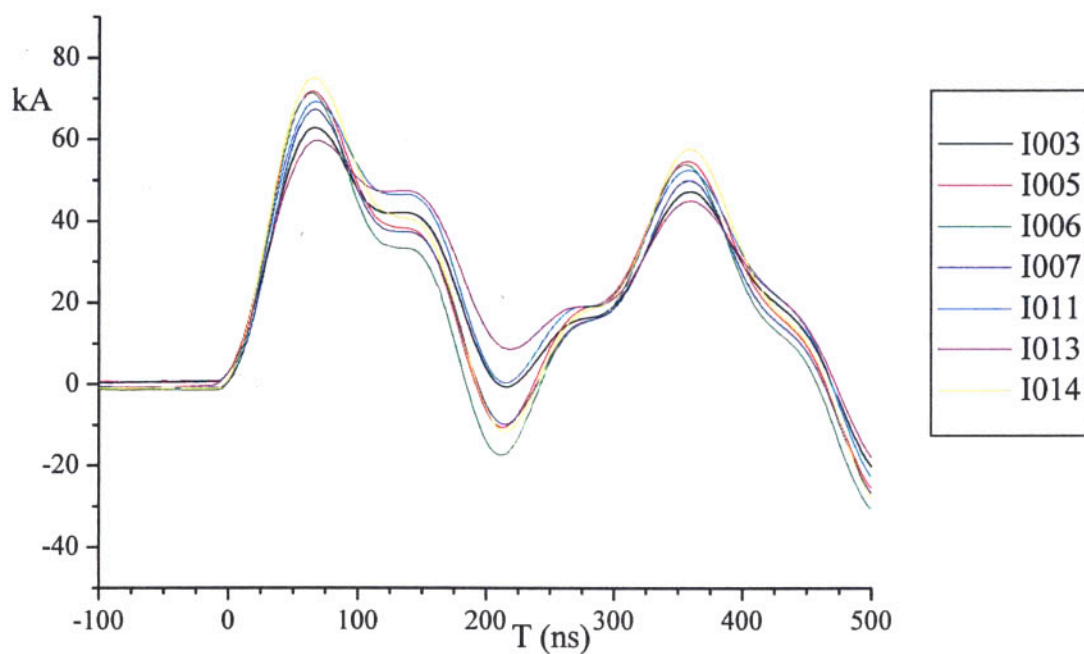


FIG. 6.5 – Signaux de courant mesurés pour une même configuration de décharge. Le temps de montée du courant 10% - 90% est inférieur à 45 ns.

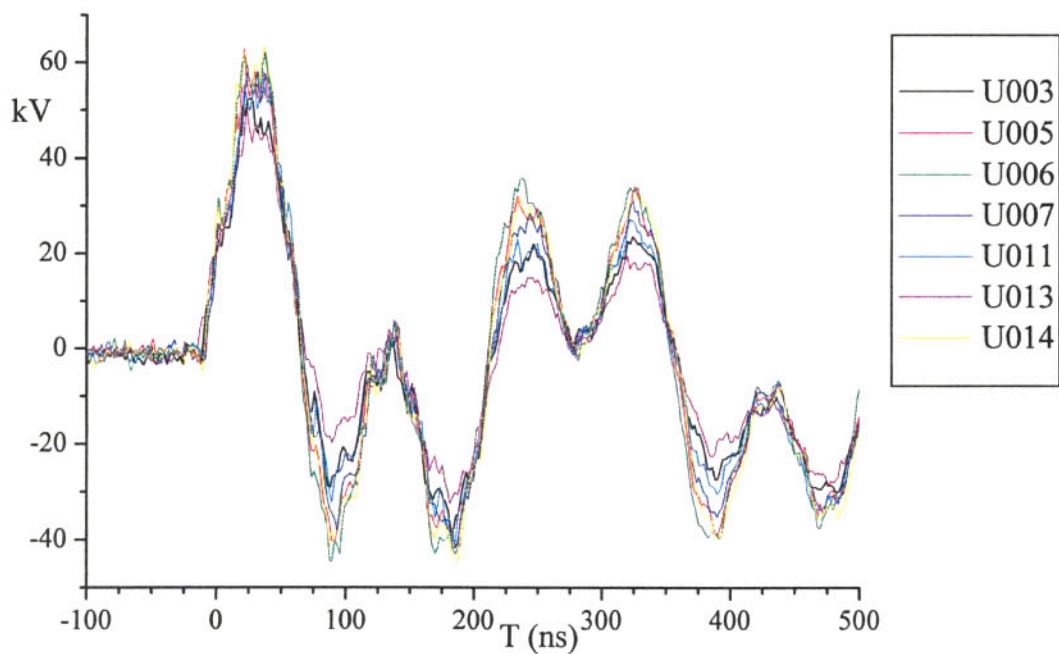


FIG. 6.6 – Signaux de tension mesurés pour une même configuration de décharge

Les figures 6.5 et 6.6 présentent les signaux respectivement de courant et de tension pour un ensemble de décharges réalisées avec la même configuration : longueur de plasma de 3 cm, diamètre intérieur du tube de 4 mm, pression d'argon de 1 mbar, générateur de Marx chargé à 27 kV. Les performances électriques sont répétitives, élément essentiel pour pouvoir étudier convenablement l'émission X-UV. La décharge de préionisation commence entre 1 et 3 μs avant la décharge principale. Pour toute cette série de tirs, l'impulsion de courant est de 60 à 70 kA et le temps de montée du courant (10% - 90%) est inférieur à 50 ns. Nous en déduisons que le taux de montée du courant est supérieur à 10^{12} A/s. Quant au signal de tension, l'impulsion principale est de 50 à 60 kV avec un temps de montée d'environ 25 ns. Cette impulsion principale est suivie d'oscillations par paires de pics (deux négatifs, deux positifs, et ainsi de suite), en accord avec les résultats des simulations numériques du chapitre précédent (voir figure 5.18).

Lors du tir n°012, suite à un déclenchement spontané du générateur de Marx, nous avons enregistré un tir sans décharge préalable de préionisation. Les signaux électriques sont comparés avec les moyennes des signaux pour les autres tirs sur la figure 6.7. L'absence de plasma conducteur dans le capillaire s'est traduit par une surtension : le premier pic de tension atteint en effet environ 80 kV, soit 50% de plus que la moyenne. Les simulations numériques avaient calculé une augmentation de l'ordre de 75% (voir figure 5.19), mais en supposant que le capillaire restait isolant. En fait, la décharge s'initie rapidement et, par rapport à la tension, le courant ne paraît pas très affecté.

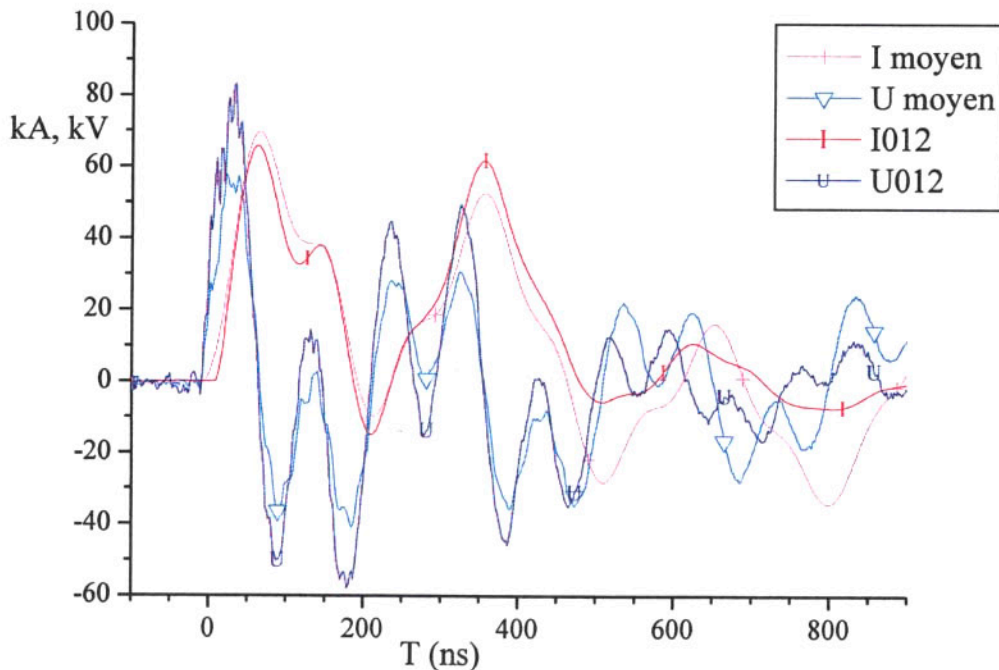


FIG. 6.7 – Influence de la décharge préliminaire : quand elle n'a pas lieu (tir n°012), la valeur du premier pic de tension est augmentée de plus de 50%

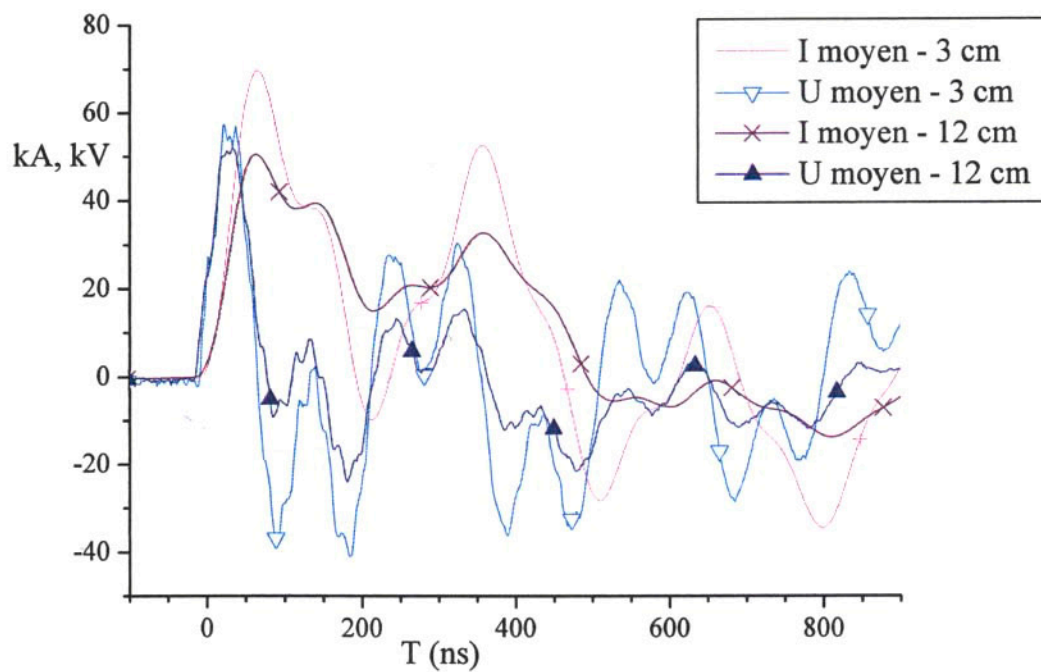


FIG. 6.8 – Influence de la longueur de décharge : dans le cas d’une longueur de décharge de 12 cm, le pic d’intensité est moins fort et plus long, et l’amortissement est plus important que dans la configuration de 3 cm.

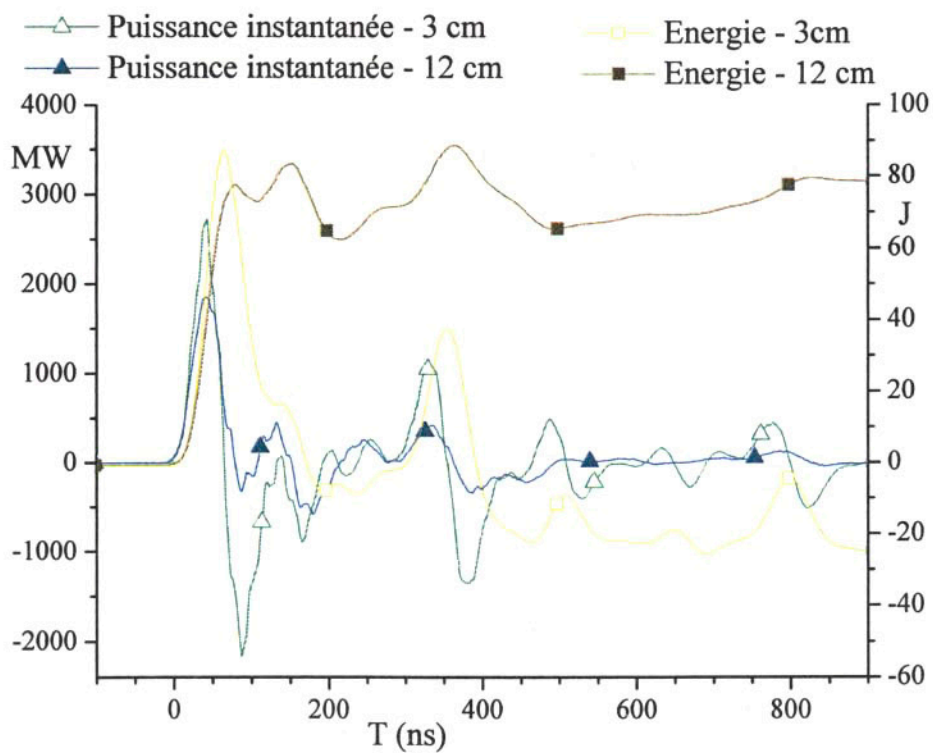


FIG. 6.9 – Puissance instantanée et son intégrale temporelle. La puissance est de l’ordre de quelques gigawatts et l’énergie disponible est voisine de cent joules

En gardant les paramètres énoncés précédemment, nous avons changé la longueur du capillaire à 12 cm. Là encore, les signaux électriques montrent d'un tir sur l'autre un comportement suffisamment répétitif. Cela nous permet de comparer, sur la figure 6.8, les moyennes de courant et de tension pour ces deux configurations entre lesquelles nous avons changé uniquement la longueur de la décharge à travers le plasma. Des différences sensibles apparaissent : pour la décharge la plus longue, l'impulsion de courant est moins intense (50 kA au lieu de 70 kA), la première impulsion de tension est presque identique mais ensuite elle est amortie beaucoup plus rapidement.

Pour mettre en évidence les phénomènes énergétiques, calculons la puissance instantanée en multipliant la tension par l'intensité. Il est important de préciser que nous n'avons pas multiplié les valeurs moyennes, mais nous avons pris la moyenne des puissances instantanées calculées pour chaque tir. L'intégration de ce produit donne une énergie qui ne correspond pas exactement à l'énergie dissipée dans le capillaire, mais à l'énergie qui y transite. Le graphique 6.9 montre ces variables calculées. La puissance crête atteint 2,7 GW dans le capillaire de longueur 3 cm et 1,8 GW dans la décharge plus longue. Dans les deux configurations, l'énergie augmente à près de 80 J en moins de 60 ns, puis dans le cas court revient à une valeur proche de zéro, alors qu'elle reste autour de 80 J dans le cas long. Ceci tendrait à montrer que dans le cas court, la section contenant le capillaire possède un comportement plutôt inductif : l'énergie est stockée provisoirement sous forme de champ magnétique intense, puis retourne dans la ligne. Par contre, dans le cas long, une plus grande partie de l'énergie arrivant dans le capillaire est dissipée par effet Joule à travers la colonne de plasma. Rappelons, suivant les calculs page 48, que la résistance d'un plasma de 12 cm est estimée autour de 3 Ω alors que celle d'un plasma de 3 cm est quatre fois moindre.

Référence	[Rocca-93b]	[Tomassetti-02]	[Pons-03]	Notre décharge
Lieu	Fort Collins	Aquila	Orléans	Palaiseau
Pays	Etats-Unis	Italie	France	France
Type de décharge	RLC	RLC	Ligne Blumlein	Ligne coaxiale
Energie électrique initiale	700 J	600 J	18 J	300 J
Capacité du condensateur de charge transitoire	3 nF	6 nF	45 nF	23 nF
Tension de charge	350 kV	300 kV	20 kV	100 kV
Energie disponible dans le capillaire	180 J	270 J	6 J	80 J
Inductance au niveau du capillaire	80 nH	330 nH	110 nH	50 nH
Courant crête	40-60 kA	26-40 kA	7-10 kA	50-70 kA
Temps de montée du courant (10% - 90%)	13 ns	45 ns	50 ns	43 ns
Puissance maximale	11 GW	6 GW	50 MW	2 GW

TAB. 6.1 – Tableau comparatif des caractéristiques et performances électriques de notre système avec trois autres expériences de décharge capillaire.

Maintenant que nous avons mesuré les paramètres électriques et que nous en avons déduit les performances en termes de puissance et d'énergie, il est important de comparer nos résultats expérimentaux avec ceux d'autres équipes de recherche travaillant sur le laser X par décharge capillaire rapide. Le tableau 6.1 répond à cette démarche. Parmi les différents systèmes expérimentaux essayés dans le monde, nous en avons choisi trois. Tout d'abord, les résultats du groupe dirigé par Rocca sont une référence indispensable. Ensuite, la décharge mise au point par l'équipe de Tomassetti en Italie présente un double intérêt : les conditions de courant (temps de montée et valeur crête) sont proches des nôtres, et une amplification laser y a été démontrée. Enfin, il est approprié de comparer nos résultats avec ceux du GREMI, laboratoire de l'Université d'Orléans qui possède une grande expertise sur les décharges capillaires. Certains paramètres du tableau sont obtenus directement à partir des publications citées en référence, d'autres sont calculés à partir des informations données en se basant sur un simple modèle RLC.

Ce tableau fait apparaître une tendance : afin d'atteindre le niveau nécessaire en énergie et en puissance, le meilleur compromis consiste à diminuer la capacité du condensateur de charge transitoire, tout en augmentant sa tension de charge. Pour éviter les claquages, cette augmentation se traduira nécessairement par un plus grand volume d'isolant, et donc par une plus grande inductance. Si nous simplifions les décharges par de simples circuits RLC à faible résistance, les deux paramètres cruciaux sont l'énergie :

$$E = \frac{1}{2} C V^2$$

et le temps de montée du courant, égal approximativement au quart de la période :

$$T = \frac{2\pi}{\omega} \approx 2\pi \sqrt{LC}$$

Le compromis mentionné précédemment permet de conserver un temps de montée rapide et d'augmenter l'énergie grâce à sa dépendance au carré de la tension. La prouesse technique de Rocca consiste à se baser sur un condensateur de faible capacité, et à le charger à plusieurs centaines de kilovolts tout en maintenant une valeur minimale d'inductance grâce à des isolants spéciaux et à un montage astucieux. Avec notre système, il nous semble difficile d'atteindre une puissance et surtout un temps de montée comparables avec la décharge américaine. Néanmoins, par rapport à celle de l'équipe de Tomassetti, même s'il nous manque un facteur trois en énergie et en puissance, nous obtenons un courant aussi rapide et même un peu plus intense. Cela nous conduit à faire preuve d'optimisme quant au potentiel de notre circuit expérimental pour obtenir une inversion de population dans l'argon.

6.1.3 Etude de l'incertitude temporelle (*jitter*)

Il est vital, pour pouvoir étudier convenablement l'expérience, de garder le contrôle du déroulement des événements. En effet, cela n'aurait pas de sens d'essayer de prendre des spectres avec un temps d'ouverture de 5 ns pour une décharge de 70 ns si le *jitter* était de 1 μ s.

Dans le cas présent, nous voulons réaliser deux synchronisations. Tout d'abord, nous voulons nous assurer que la décharge préliminaire a bien lieu quelques microsecondes avant l'impulsion principale. Pour cela, nous prenons comme référence le boîtier électronique de départ et comparons les temps de décharge à l'oscilloscope. Comme le système de déclenche du Marx est particulièrement lent, nous donnons un retard d'environ $2\ \mu\text{s}$ au signal de déclenche de la préionisation. Nous nous assurons sur la figure 6.10 que la décharge préliminaire a bien lieu entre 1 et $3\ \mu\text{s}$ avant l'impulsion principale. A cause des différences entre les systèmes de déclenchement (voir leur description dans l'organigramme page 74), la décharge préliminaire se déclenche avec une incertitude de l'ordre de la centaine de nanosecondes, alors que le *jitter* de la décharge principale est de l'ordre de la microseconde. De plus nous observons, parmi la vingtaine de tirs, trois cas de décharge tardive du générateur de Marx.

La synchronisation de la caméra MCP avec la décharge principale est plus délicate. En effet, au vu du *jitter* de la décharge principale, il est impensable de prendre le boîtier électronique initial comme référence temporelle. Par ailleurs, nous ne pouvons pas utiliser l'éclateur principal comme source de signal car le délai entre son déclenchement et l'impulsion dans le capillaire ($\approx 100\ \text{ns}$) est plus court que le temps de réponse du générateur d'impulsion de la caméra. Nous nous servons donc de l'éclateur précédent, celui du dernier étage du Marx. En plaçant une fibre optique à proximité de cet éclateur, nous pouvons collecter sans aucun danger pour l'électronique en aval un signal lumineux correspondant au début de la décharge du Marx dans la ligne. Nous réduisons le *jitter* de l'éclateur principal en rapprochant les deux électrodes à $5\ \text{mm}$ l'une de l'autre et en le mettant sous une pression de $15\ \text{Psi}$ (environ $1\ \text{bar}$) d'azote. En ajustant correctement les longueurs de câble, nous parvenons à un déclenchement du générateur d'impulsion synchronisé avec la décharge principale. La figure 6.11 établit un *jitter* d'environ $70\ \text{ns}$, ce qui est raisonnable car cela correspond à la durée de la décharge à mi-hauteur.

6.2 Spectroscopie d'émission XUV

Le spectroscope a été utilisé avec un réseau gravé ayant 300 traits par millimètre et dans la configuration de bras long, ce qui permet de mesurer le rayonnement entre 20 et $70\ \text{nm}$. Parce que nous avons passé beaucoup de temps sur le montage électrique, nous n'avons pas pu mener une campagne de spectroscopie complète qui aurait balayé les conditions de décharge en termes de longueur du plasma, de diamètre interne du tube capillaire, et de pression d'argon. Dans le cadre d'une campagne préliminaire, nous avons testé deux configurations de décharge. Une dizaine de spectres ont été enregistrés avec une longueur de plasma de $3\ \text{cm}$, et autant avec une longueur de $12\ \text{cm}$. Par ailleurs, les décharges avaient en commun le diamètre interne du tube en alumine, égal à $4\ \text{mm}$, une pression d'argon de $1\ \text{mbar}$, et une tension de charge du générateur de Marx égale à $27\ \text{kV}$.

Nous allons montrer de façon détaillée la méthode que nous avons mise au point pour identifier les raies avec certitude. Tout d'abord, nous nous plaçons entre deux configurations géométriques limites, pour lesquelles nous calculons la formule

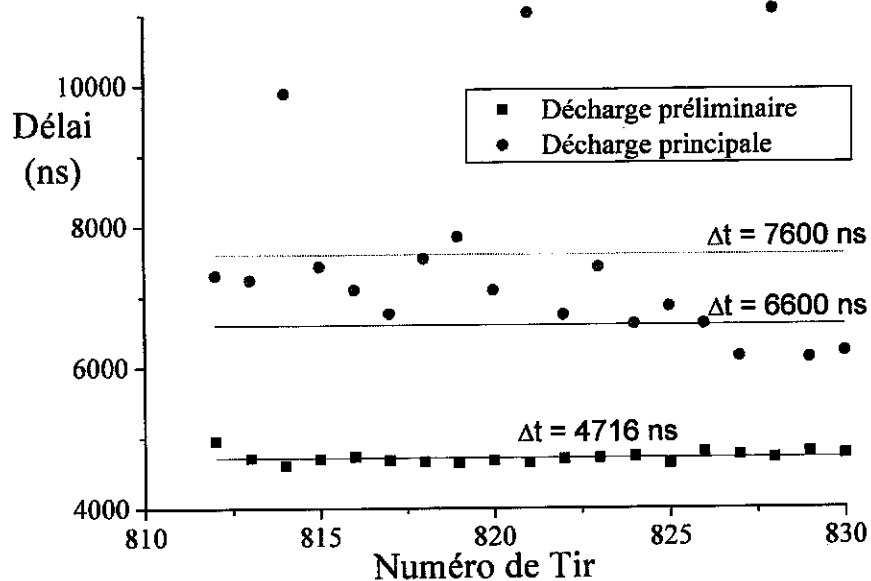


FIG. 6.10 – Incertitude temporelle (*jitter*) des décharges préliminaire et principale par rapport au boîtier de déclenche

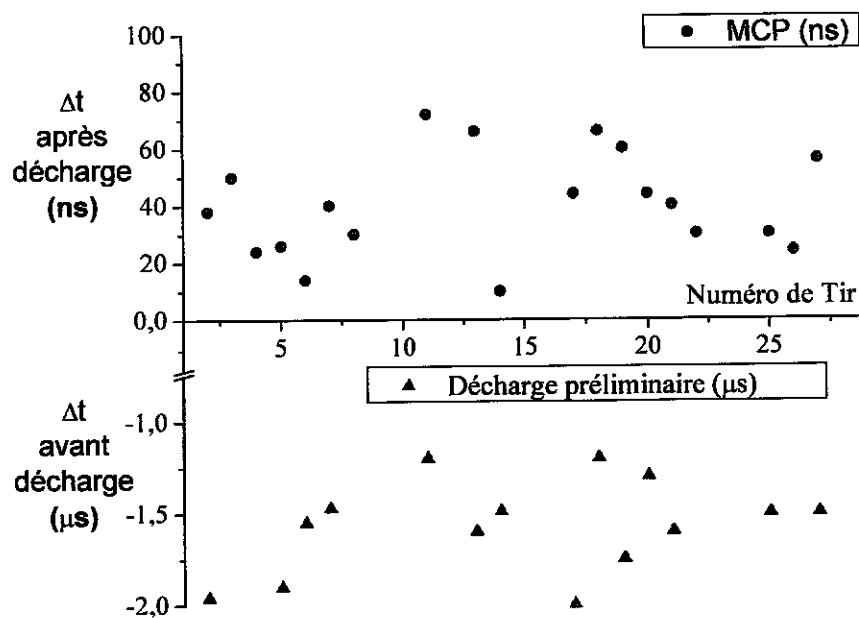


FIG. 6.11 – *Jitter* de la décharge préliminaire (en μs) et de la caméra MCP (en ns) par rapport à la décharge principale

théorique de calibration (équation 4.22 page 69). Dans le cas présent, ayant mesuré une longueur de bras BC de 200 mm (voir figure 4.17 page 70), nous nous plaçons entre 195 et 205 mm. En quelque sorte, nous exagérons l'erreur de mesure de BC afin de prendre en compte les incertitudes sur les autres paramètres géométriques. Ces limites sont tracées sur le graphe 6.13. Ensuite, nous prenons un spectre présentant des raies brillantes. Ici, le tir n°3 convient. Il est représenté sur la figure 6.12 et les raies principales sont numérotées de 1 à 12. Chaque raie définit une abscisse, pour laquelle les formules théoriques donnent une fourchette en longueur d'onde, indiquée dans le tableau 6.2. Ensuite, nous cherchons dans les tables de raies¹ les transitions compatibles avec les valeurs identifiées.

Cette dernière phase est celle qui requiert le plus d'effort, car il existe souvent, dans le voisinage de chaque raie identifiée, un grand nombre de transitions d'ions différents. En effet, le tube capillaire est rempli de gaz argon, mais d'autres éléments peuvent polluer le plasma : ceux de la paroi en alumine (aluminium et oxygène) et des électrodes en inox (fer, carbone, nickel, chrome, molybdène). De plus, pour chaque élément, il faut prendre en compte les divers degrés d'ionisation. Compte tenu des performances électriques de la décharge, et par comparaison avec d'autres décharges capillaires ([Tomassetti-02], [Rocca-93b]), [Niimi-01]), nous nous attendons à des espèces ionisées entre 3 et 8 fois.

Cette mise en garde ayant été faite, comme le constituant principal du plasma est censé être l'argon, et comme nous trouvons des raies d'argon à proximité de presque toutes les raies identifiées, nous faisons l'hypothèse que les raies principales correspondent aux ions argon. Parmi les différents ions, seul l'argon VIII correspond au doublet de raies espacé d'environ 1,5 nm autour de 70 nm. En nous basant sur l'hypothèse que le plasma est constitué d'ions argon ionisés entre 5 et 7 fois, nous trouvons une transition pour toutes les raies brillantes du tableau 6.2 sauf celle voisine de 41 nm. La figure 6.13 montre que les points obtenus en suivant cette identification forment une courbe sans cassure qui peut être interpolée avec une grande précision par un polynôme d'ordre deux. Son équation est la suivante :

$$(6.2) \quad \lambda \text{ [nm]} = -3,046729 + 1,383795X + 0,011604X^2 \quad [X \text{ en mm}]$$

Il reste alors à valider l'hypothèse qui a été faite, en montrant qu'aucun autre spectre n'est en aussi bonne concordance avec notre résultat expérimental. Pour cela, nous convertissons notre spectre suivant la relation précédente, de manière à avoir une longueur d'onde en abscisse, et nous sommes alors en mesure de le comparer avec d'autres spectres. La figure 6.14(a) montre que non seulement les raies théoriques des ions argon VI à VIII identifient la plupart des raies brillantes, mais de plus, pratiquement toutes les raies théoriques trouvent une correspondance dans le spectre expérimental. Ces raies sont recensées dans le tableau 6.3. Par contre, sur la figure 6.14(b), il apparaît que les spectres des ions argon III à V ne permettent pas d'identifier les raies inférieures à 30 nm, ni le doublet près de 51 nm, ni celui voisin de 70 nm.

¹ Dans ce travail, nous avons essentiellement utilisé la base de données compilée par le professeur Kelly et disponible sur le site de Harvard. Nous avons aussi utilisé celle du *NIST*. Les références des sites Internet sont données dans la bibliographie page 152.

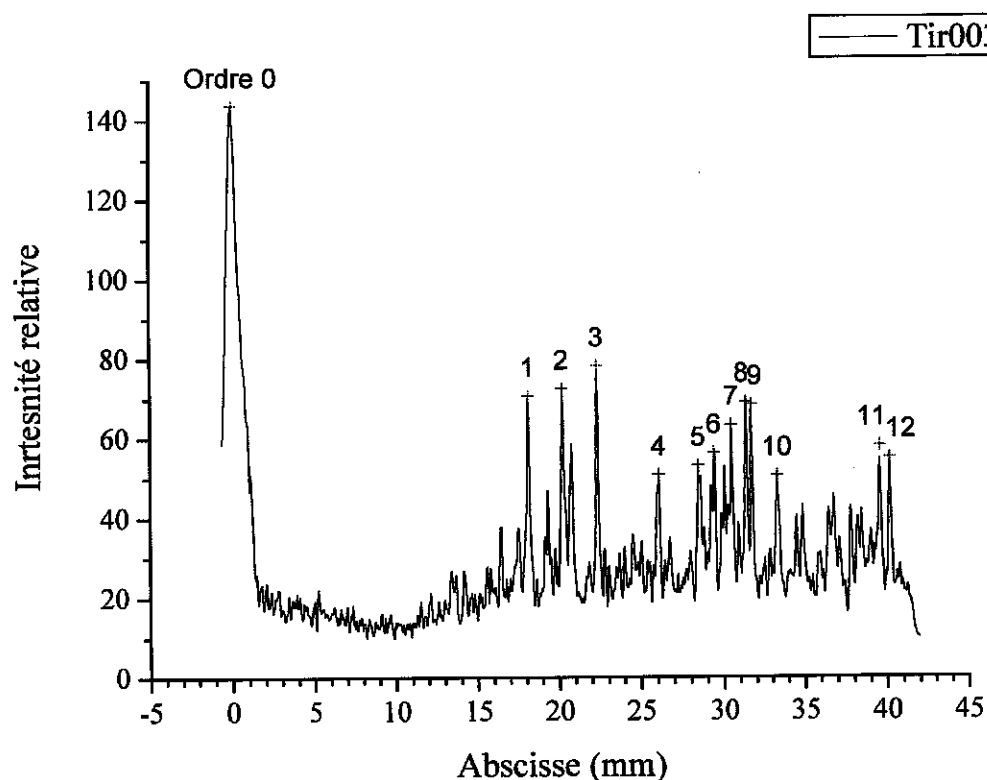


FIG. 6.12 – Spectre brut du tir n°003

n°	abscisse (mm)	λ_{inf} (nm)	λ_{sup} (nm)	Correspondances dans les tables		
1	18,20	25,31	26,06	O III-IV	Al VII	Ar VII
2	20,27	29,02	29,88	O III		Ar VI-VII
3	22,39	32,95	33,93			Ar V-VIII
4	26,15	40,28	41,47	O II-V		
5	28,52	45,08	46,41	O II	Al V	Ar IV-V-VI
6	29,50	47,12	48,51	O II-III	Al IV-V	Ar II-III-IV-VII
7	30,56	49,34	50,79	O II-III-VI	Al IV	Ar II-IV-VII
8	31,45	51,23	52,73	O II-III-VI	Al IV	Ar II-III-V-VIII
9	31,78	51,96	53,47	O II-III-V-VI	Al IV	Ar II-III-V-VIII
10	33,38	55,42	57,02	O II-IV	Al III-V	Ar II-III-IV-VI
11	39,65	69,51	71,47	O III	Al III-V	Ar II-III-IV-VIII
12	40,24	70,88	72,88	O II-V	Al III-IV	Ar II-V-VIII

TAB. 6.2 – Identification des raies du tir n°003

Étudions maintenant la possibilité de raies émises par des éléments issus de la paroi en alumine. Les figures 6.16(a) et (b) comparent les spectres de l'aluminium et de l'oxygène avec le spectre expérimental. Dans le cas de l'oxygène III, nous observons certaines correspondances, cependant la forêt de pics prévue dans les tables entre 32 et 40 nm n'apparaît pas dans le spectre expérimental. En fait, la seule correspondance que nous observons est pour une raie d'oxygène V à 63,0 nm, sachant qu'il existe aussi une raie d'Ar VII à cette même longueur d'onde. De même dans le cas de l'aluminium, il n'est manifestement pas possible de raccrocher le spectre expérimental avec les raies tabulées. Un doublet de raies à 27,8 et 28,1 nm pourrait correspondre à de l'aluminium V et une raie à 30,8 nm à de l'aluminium VI. Cette faible émissivité est cohérente avec l'effet recherché de la décharge préliminaire qui est de minimiser l'ablation de la paroi du tube.

Considérons maintenant les ions métalliques issus des électrodes en inox. L'alliage que nous avons utilisé est constitué principalement de fer, de nickel et de chrome. Dans la gamme de rayonnement considérée, ils émettent des bandes constituées par un grand nombre de raies provenant d'une transition dégénérée. Par exemple, le nickel VI émet plus de 800 raies entre 23 et 32 nm, correspondant à différentes configurations pour la même transition $3d^5 - 3d^4 4p$. La figure 6.17 permet de comparer le spectre du tir n°3 avec les spectres théoriques des ions précédemment mentionnés. Leur structure de spectre à bande large ne correspond pas du tout au spectre de raies que nous avons détecté.

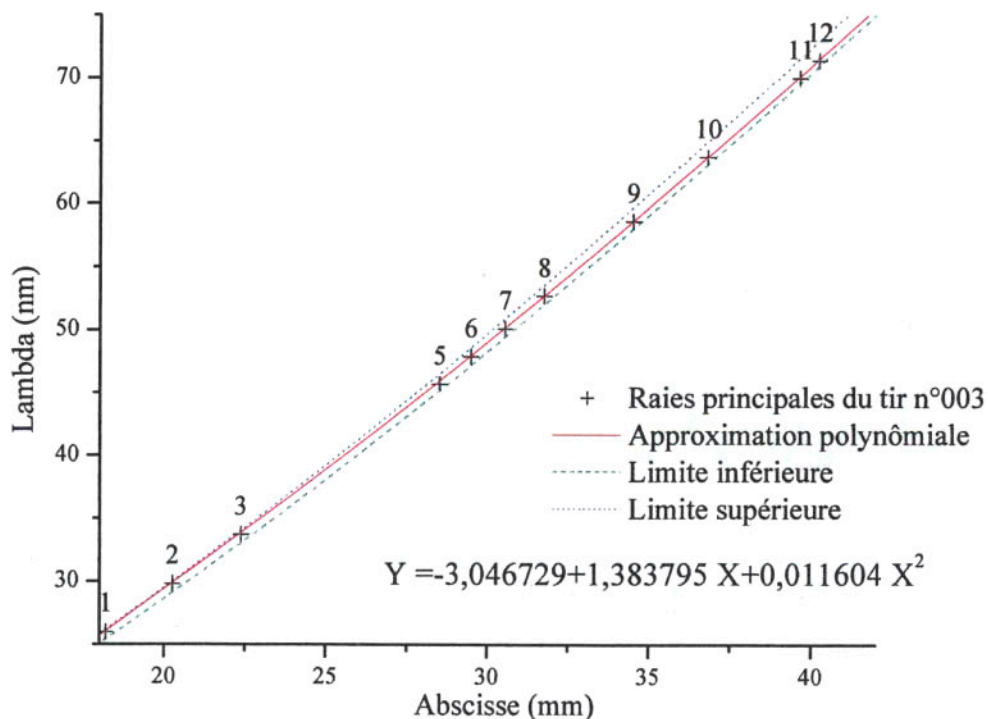


FIG. 6.13 – Relation semi-empirique de calibration du spectroscopie XUV dans la configuration utilisée pour ces expériences

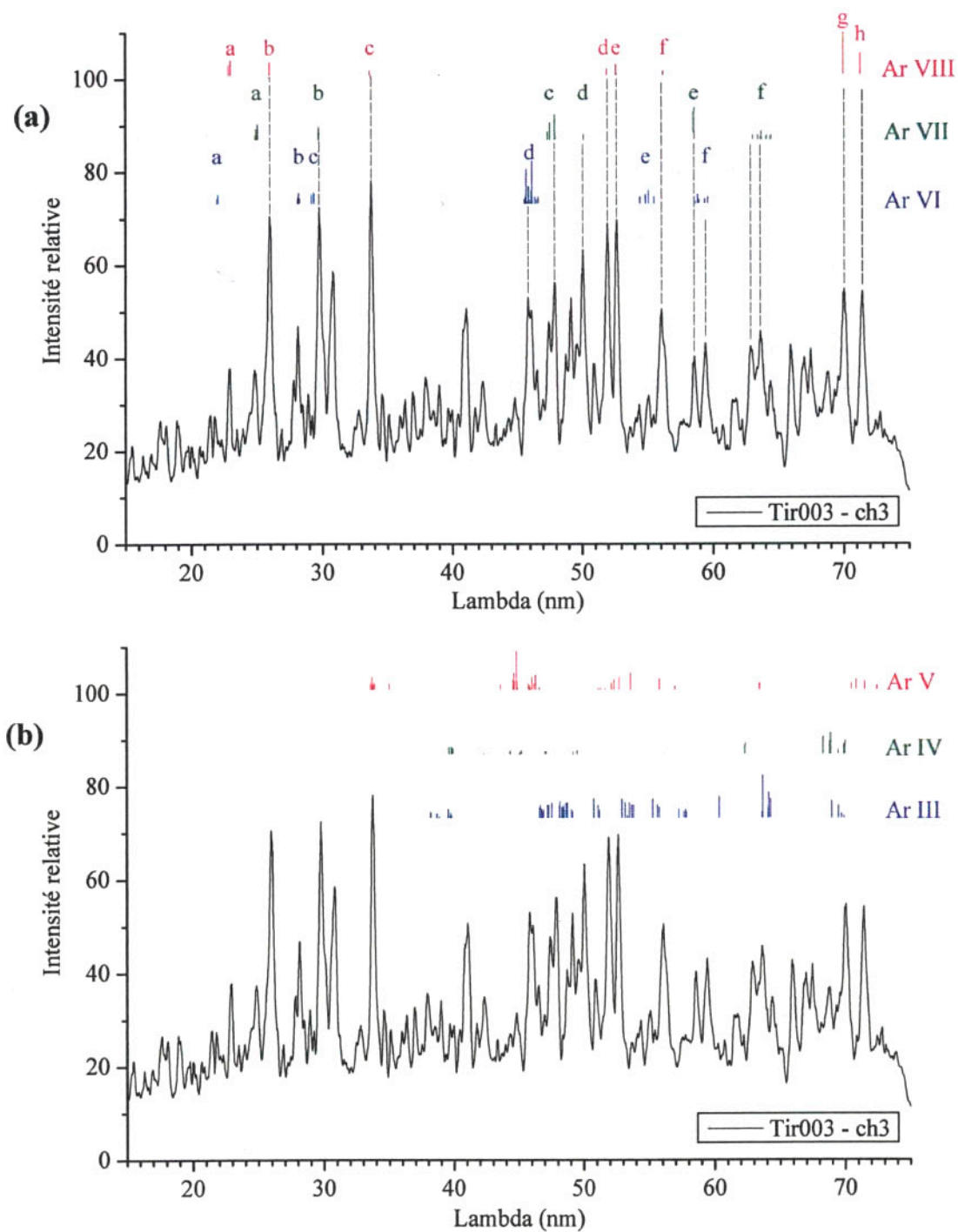


FIG. 6.14 – Comparaison d'un spectre expérimental avec les spectres des ions argon : (a) Ar VI-VII-VIII, (b) Ar III-IV-V.

Ar VI (Energie d'ionisation : 91 eV)			
n°	λ (nm)	Intensité	Transition électronique
a	22,0	160	$3s^23p - 3s^24d$
b	28,2	130	$3s3p^2 - 3s3p4s$
c	29,3	220	$3s^23p - 3s^24s$
d	45,7	800	$3s^23p - 3s^23d$
d	46,2	1000	$3s^23p - 3s^23d$
e	54,7	180	$3s^23p - 3s3p^2$
e	55,3	240	$3s^23p - 3s3p^2$
f	58,9	200	$3s^23p - 3s3p^2$
g	59,4	100	$3s3p^2 - 3p^3$

Ar VII (Energie d'ionisation : 124 eV)			
n°	λ (nm)	Intensité	Transition électronique
a	25,0	230	$3s3p - 3s4s$
b	29,8	210	$3s3d - 3s4f$
c	47,6	300	$3s3p - 3s3d$
c	47,9	600	$3s3p - 3s3d$
d	50,1	120	$3s3p - 3s3d$
e	58,6	750	$3s^2 - 3s3p$
f	63,0	100	$3s3p - 3p^2$
f	63,4	100	$3s3p - 3p^2$
f	63,7	200	$3s3p - 3p^2$
f	64,3	100	$3s3p - 3p^2$

Ar VIII (Energie d'ionisation : 143 eV)			
n°	λ (nm)	Intensité	Transition électronique
a	23,0	300	$3p - 4s$
b	26,0	250	$3d - 4s$
c	33,7	100	$3d - 4p$
d	51,9	150	$3p - 3d$
e	52,6	250	$3p - 3d$
f	56,2	50	$4d - 5f$
g	70,0	1000	$3s - 3p$
h	71,4	500	$3s - 3p$

TAB. 6.3 – Raies d'argon répertoriées dans les tables de Kelly

Finalement, la comparaison du spectre expérimental avec celui des principaux ions du plasma susceptibles d'émettre du rayonnement X-UV renforce l'hypothèse initiale : les principales raies détectées correspondent à des transitions d'argon ionisé entre 5 et 7 fois. La figure 6.15 résume l'identification des principales raies du spectre.

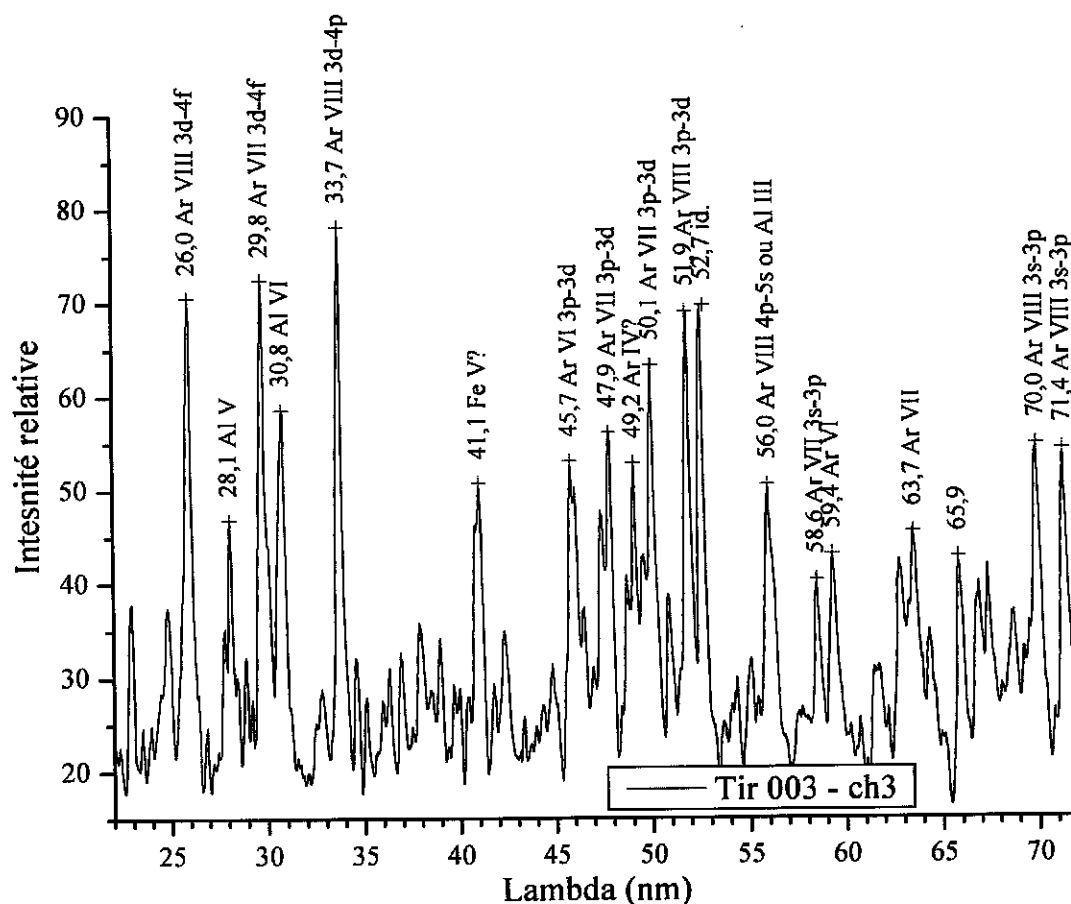


FIG. 6.15 – Identification des raies du spectre X-UV expérimental

Maintenant que le spectroscopie a été calibré, nous pouvons nous intéresser à l'ensemble des spectres que nous avons obtenus. En écartant les tirs de vérification et les spectres n'ayant rien donné car le moment d'ouverture de la caméra précédait le début de la décharge, nous avons enregistré en tout six spectres exploitables avec une longueur de plasma de 3 cm, présentés dans la figure 6.18, et sept spectres avec le plasma de 12 cm, montrés figure 6.19. Le temps indiqué pour chaque spectre est le moment de l'ouverture de la caméra MCP, plus précisément le début de l'impulsion de haute tension aux bornes de la caméra. La durée d'exposition, de 5 ns, est notre résolution temporelle. La référence temporelle ($t=0$) est le pied de l'impulsion de tension.

Les spectres du plasma de 3 cm de long montrent que l'émission X-UV augmente progressivement jusqu'au maximum de courant. Cependant, et à notre grande surprise, les spectres enregistrés à 20 et 24 ns (tirs 14 et 6) sont plus brillants que ceux enregistrés à 34 et 36 ns (tirs 4 et 5). Un facteur qui pourrait avoir de l'influence sur

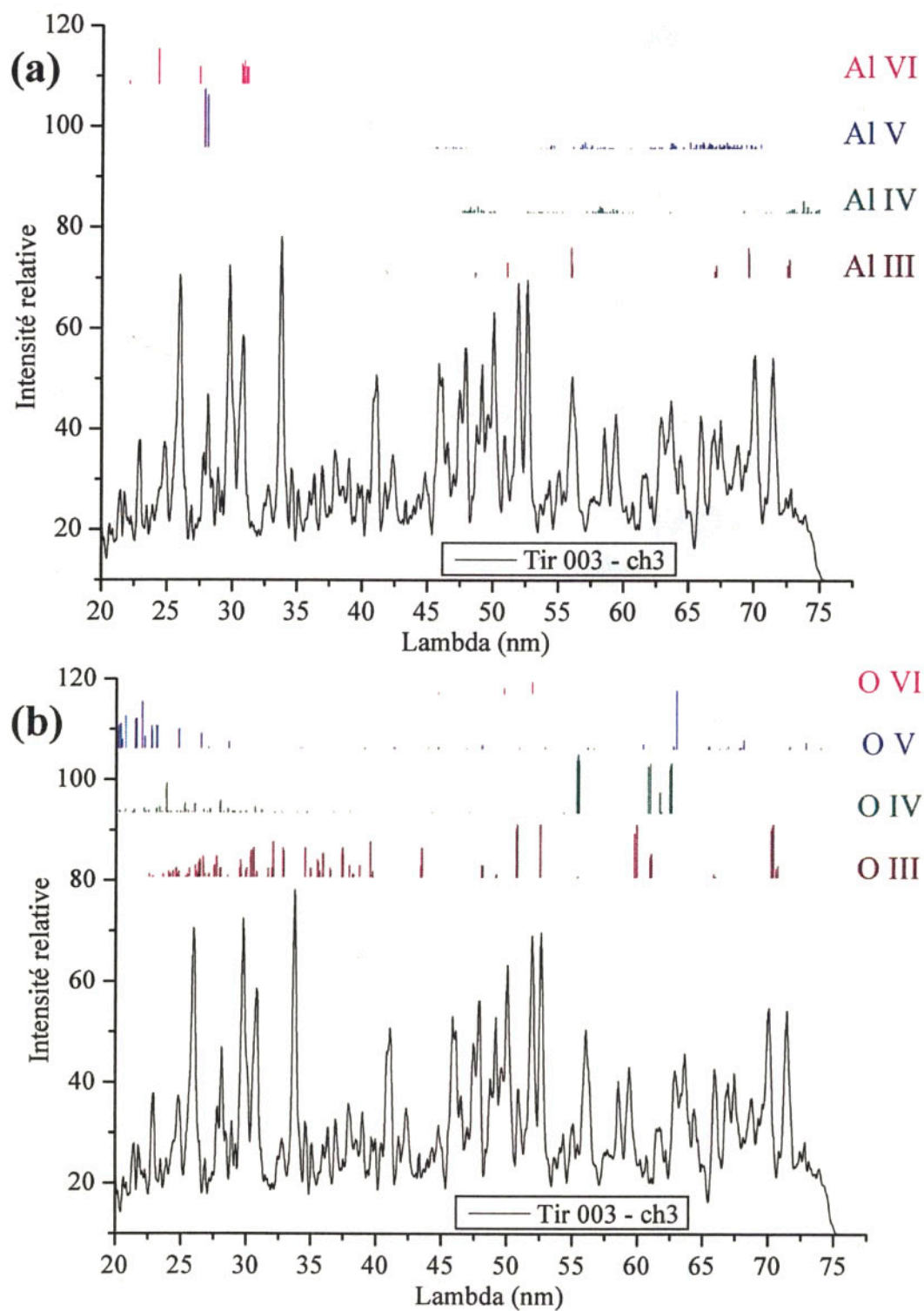


FIG. 6.16 – Comparaison d'un spectre expérimental avec les spectres des éléments constituant la paroi du tube en alumine : (a) Aluminium, (b) Oxygène.

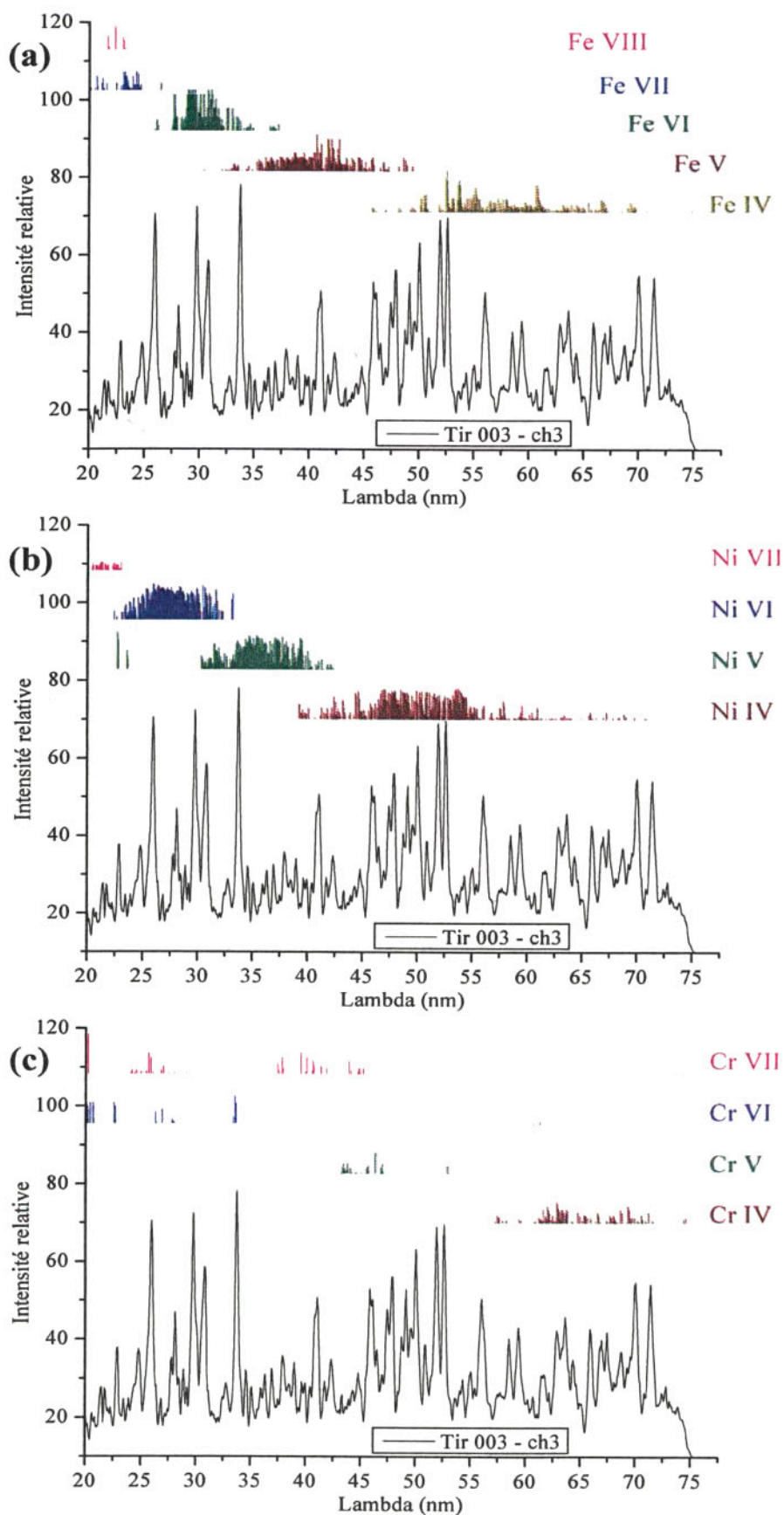


FIG. 6.17 – Comparaison d'un spectre expérimental avec les spectres des métaux présents dans les électrodes en inox : (a) Fer, (b) Nickel, (c) Chrome.

la température et sur l'ionisation du plasma est la décharge de préionisation. Les spectres plus brillants correspondent à une décharge préliminaire plutôt rapprochée temporellement de l'impulsion principale ($1,5 \mu\text{s}$), alors que le délai est respectivement de $1,9$ et $2,5 \mu\text{s}$ pour les tirs 4 et 5. Or nous avons vu le rôle important que joue cette décharge puisqu'elle met en condition une première colonne de gaz ionisé avant l'arrivée du courant de forte puissance. Il est toutefois prématuré de conclure, une étude statistique portant sur un plus grand nombre de tirs permettrait d'élucider le rôle du délai de la décharge préliminaire sur les conditions du plasma.

Dans le cas du plasma de 12 cm , tous les spectres ont été pris autour du sommet de l'impulsion de courant. Les tirs 17 et 20 ont été pris pendant la même plage temporelle ($t=54\text{ns}$), et pourtant le spectre du tir 20 est beaucoup plus faible. Les signaux électriques, quant à eux, sont comparables. Les spectres enregistrés entre 66 et 76 ns , c'est-à-dire juste après le maximum d'intensité, présentent des raies brillantes d'ions argon VI à argon VIII. Nous identifions également des raies d'aluminium V et VI respectivement à $28,1$ et $30,8 \text{ nm}$. Par contre, nous n'avons trouvé aucune explication pleinement satisfaisante pour la raie à 41 nm que nous observons dans la plupart des spectres. Le fer V présente bien une raie brillante à cette longueur d'onde, mais dans ce cas nous devrions aussi observer les autres raies voisines. Cette raie pourrait correspondre à un deuxième ou troisième ordre, mais nous n'avons trouvé aucune transition particulièrement intense à $20,5$, ni à $13,7 \text{ nm}$. Il est possible que cette raie ne corresponde à aucune transition et qu'elle soit provoquée par un reflet ou par un défaut dans le réseau gravé. Théodore Lyman, dans le cadre de son doctorat, avait montré la possibilité de telles raies qu'il avait qualifiées de "raies fantômes". Dans tous les cas, cette exception ne nous empêche pas de confirmer la règle : la grande majorité des raies brillantes observées traduit la présence d'ions argon.

Enfin, revenons à l'objet premier de notre montage expérimental : la réalisation d'un effet laser dans l'argon néonoïde. Parmi les spectres observés, nous n'avons décelé aucune amplification dans la région de 47 nm . Cela ne signifie pas forcément que notre système n'est pas assez puissant ou rapide pour obtenir l'inversion de population. En effet, avant d'arriver à cette conclusion, il faudrait d'abord effectuer des mesures spectrales plus complètes qui couvriraient toute la durée de l'impulsion de courant. De plus, il faudrait balayer les conditions expérimentales en termes de pression dans le capillaire (entre $0,1$ et 2 mbar), et de diamètre interne des tubes en alumine (3 à 5 mm).

Sur la figure 6.20, nous comparons le spectre du tir 18, dans la configuration à 12 cm , avec d'une part les spectres du GREMI [Pons-03] et d'autre part un spectre donné par Rocca en 1994 [Rocca-94]. Les résultats du GREMI corroborent notre identification des spectres. Nous retrouvons la plupart des raies d'argon VI à VIII, et même la raie non-identifiée à 41 nm . Les raies d'argon VI et VII voisines de la transition lasante à $46,9 \text{ nm}$ figurent sur le spectre de Rocca. La figure permet de se rendre compte de la différence entre les résolutions spectrales des appareils. L'utilisation d'un instrument plus précis s'avère indispensable pour pouvoir au moins détecter la présence de la raie recherchée.

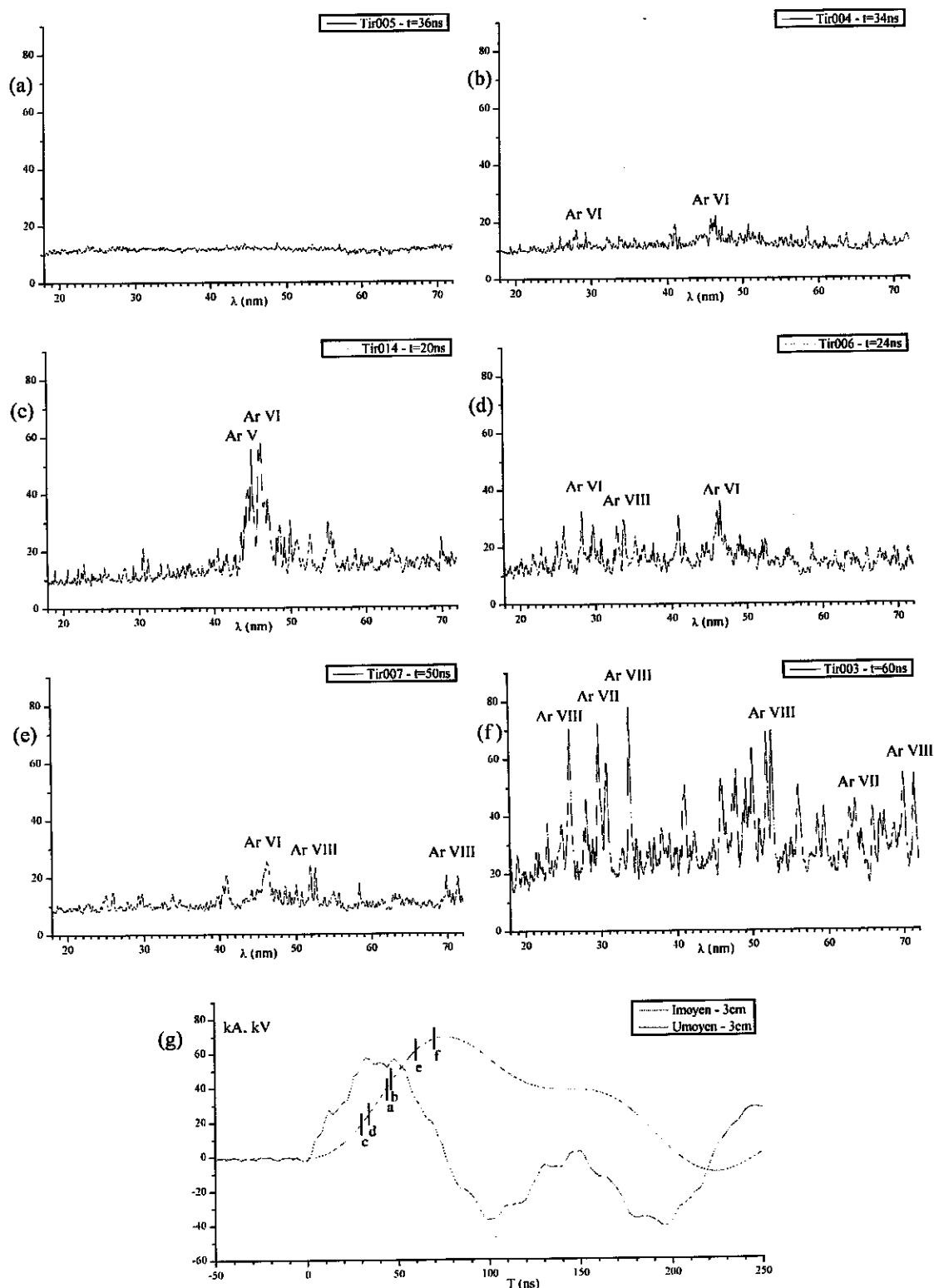


FIG. 6.18 – (a)-(f) Spectres XUV résolus en temps émis par un plasma d'argon de 3 cm, pression 1 mbar. (g) Valeurs moyennes des signaux d'intensité et de tension aux bornes de la décharge. Les moments d'enregistrement des spectres sont indiqués.

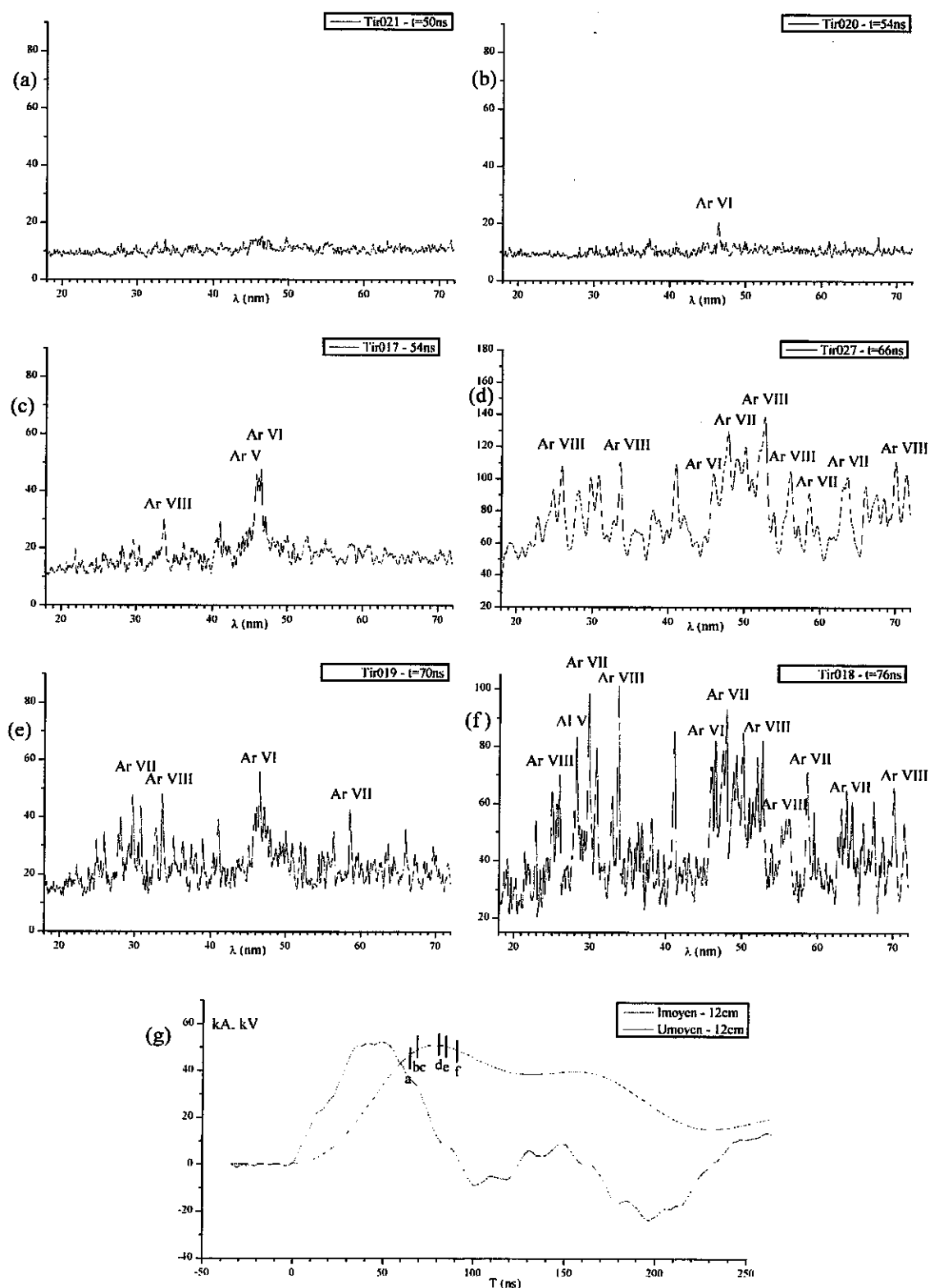


FIG. 6.19 – (a)-(f) Spectres XUV résolus en temps émis par un plasma d'argon de 12 cm, pression 1 mbar. (g) Valeurs moyennes des signaux d'intensité et de tension aux bornes de la décharge. Les moments d'enregistrement des spectres sont indiqués.

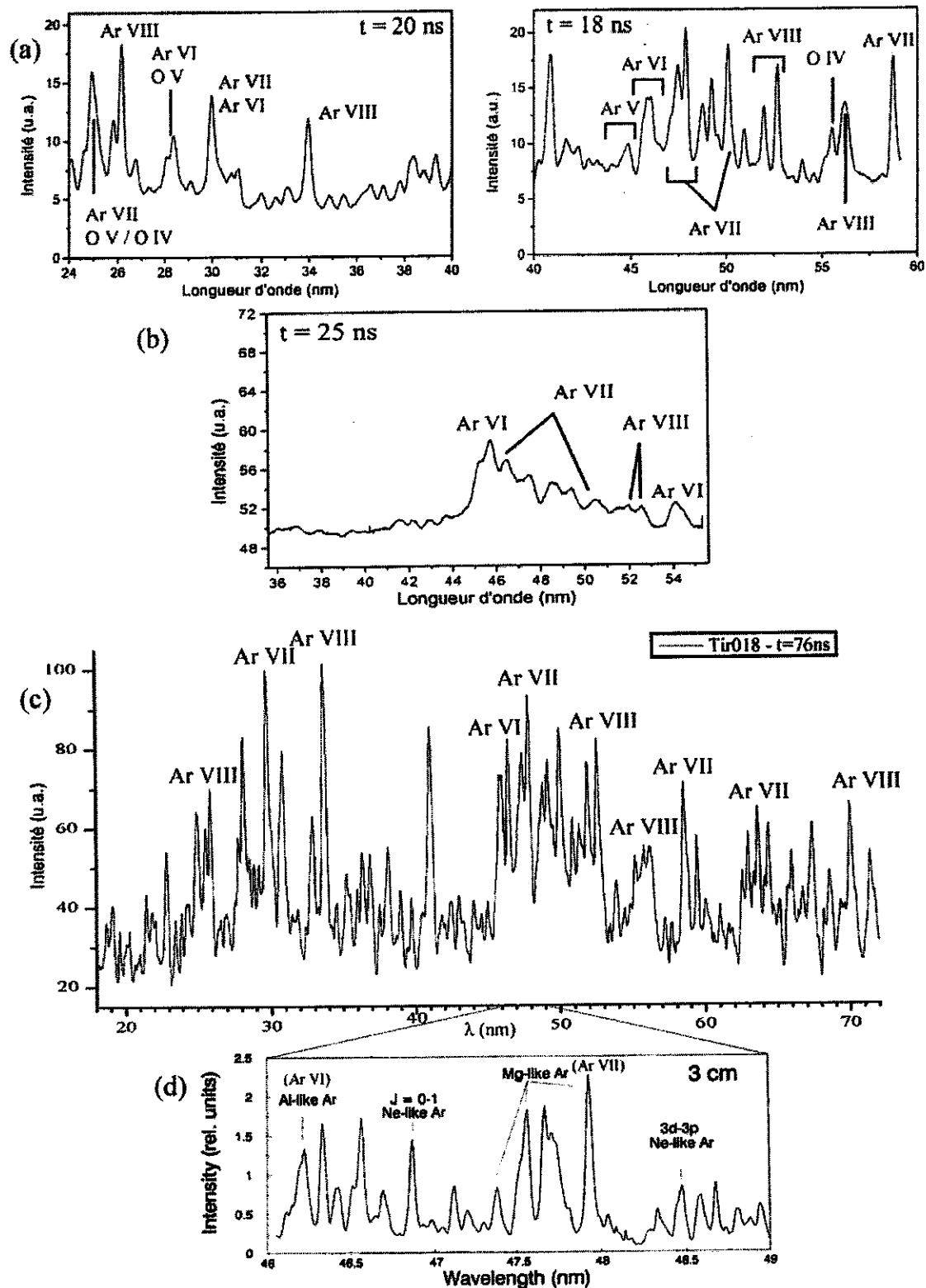


FIG. 6.20 – (a) Spectres obtenus au GREMI avec une décharge dans un capillaire de 5 cm de long et 1,5 mm de diamètre intérieur. (b) Spectre obtenu au GREMI avec un capillaire 12 cm - 3 mm. (c) Spectre de notre décharge avec un capillaire 12 cm - 4 mm. (d) Spectre de Rocca avec un capillaire 3 cm - 4 mm.

Par ailleurs, comme nous l'avons exposé précédemment, le rayonnement autour de 50 nm est très fortement absorbé par la matière, y compris le gaz argon. Il est donc nécessaire de mettre en place un système maintenant une différence de pression et laissant passer le rayonnement XUV entre la région du capillaire et celle du spectroscope. Dans ce but, nous disposons au laboratoire de quelques réseaux de capillaires en verre, ou *Glass Capillary Arrays*, qui se présentent sous la forme de fines tranches de verre percées de trous disposés en quinconce et dont le diamètre est de quelques microns. Toutefois, les décharges capillaires peuvent endommager ces réseaux, notamment en les obstruant par le dépôt de particules arrachées à la paroi ou aux électrodes. Dans ces expériences préliminaires, nous avons préféré employer un diaphragme constitué par un trou de diamètre 300 μ dans une feuille de mylar d'épaisseur 100 μ . Il est placé à 1,5 cm du capillaire et centré au moyen du système à vide (tube NW40). Nous n'avons pu vérifier que grossièrement l'alignement entre le capillaire, le diaphragme et la fente d'entrée du spectroscope. La colonne de plasma émettrice mesure seulement quelques centaines de microns de diamètre pour plusieurs centimètres de long. Une altération de quelques milliradians de la direction de cette colonne suffit à faire sortir le rayonnement émis du champ de détection du spectroscope et à atténuer notablement le signal.

Cela dit, les spectres mesurés démontrent clairement la présence d'ions argon ionisés entre 5 et 7 fois. D'après le graphique 2.1 page 22, cela signifie que la température est comprise entre 25 et 100 eV. L'absence de raies d'argon IX ne signifie pas forcément que cet ion n'est pas présent. En effet, dans le domaine spectral étudié (20-70nm), cet ion néonoïde possède une émissivité faible comparée à celle des ions possédant à l'état fondamental des électrons sur la couche M ($n=3$). Cette faible émissivité s'explique par l'énergie considérable requise pour exciter un électron $2p$ de la couche L (250 à 400 eV) comparée aux quelques dizaines d'électron-volts suffisantes pour exciter les électrons de la couche M des ions argon moins ionisés. Ainsi dans les tables de spectroscopie, aucune raie expérimentale n'est recensée pour l'argon IX entre 20 et 70 nm. Les seules raies identifiées de l'argon IX sont des transitions $2p^6 - 2p^5nl$ entre 3 et 5 nm, auxquelles nous n'avons pas accès avec notre instrument. Toutefois, si les électrons ont une énergie suffisante pour ioniser l'argon VII (124 eV), une grande partie d'entre eux ont certainement celle pour ioniser l'argon VIII (143 eV). Par conséquent, la présence d'ions argon VIII est un indice favorable à la présence d'ions argon IX dans le plasma.

En conclusion de ce chapitre, nos résultats expérimentaux sont encourageants dans la mesure où les caractéristiques électriques de la décharge répondent en terme d'énergie et de puissance aux conditions nécessaires pour créer une colonne de plasma d'argon multi-ionisé. Nous avons mis en place un système complexe où la décharge principale est précédée d'une préionisation. De plus, nous avons installé et caractérisé un diagnostic de spectroscopie X-UV avec une résolution temporelle de 5 ns. Tout est donc en place pour pouvoir mener à bien une campagne approfondie de spectroscopie en faisant varier les conditions expérimentales, travail qui s'inscrira dans le prolongement de cette thèse. Nos résultats préliminaires montrent la pertinence du montage réalisé pour créer une colonne de plasma d'argon dans des conditions

approchant celles requises pour une inversion de population, et tendent à montrer que des ions argon IX sont bien présents.

Conclusion

Ces travaux s'inscrivent dans le cadre des recherches menées depuis plusieurs décennies dans le domaine des sources de rayonnement Extrême-UV (EUV) cohérent, appelées aussi lasers X. Les applications de cette gamme de rayonnement pour l'imagerie de cellules biologiques en milieu aqueux, pour la photolithographie en microélectronique et pour les diagnostics de plasmas denses justifient une intense activité internationale autour de cette thématique.

Nous avons retracé l'évolution historique depuis la découverte des ultraviolets du vide par Victor Schumann en 1893 jusqu'à la mise au point de lasers X par laser femtoseconde ces dernières années. La démonstration par Jorge Rocca en 1994 d'un laser X intense obtenu par décharge électrique dans un tube capillaire contenant de l'argon marque un saut technologique en termes de brillance et de compacité. Cependant, parmi les autres équipes travaillant sur le même type de décharges, seuls quelques groupes ont réussi à retrouver une amplification, mais sans égaler ces performances.

Notre travail aborde le défi du laser X par décharge capillaire en combinant la théorie, les simulations numériques, et l'expérience. Nous avons appliqué les concepts fondamentaux des lasers X au cas particulier de l'argon néonoïde afin de déterminer les conditions nécessaires pour obtenir une amplification de l'émission spontanée. Nous avons conçu et développé un système expérimental de haute puissance pulsée s'approchant de ces conditions en terme d'énergie et de puissance, et dont le comportement électrique a fait l'objet d'une modélisation par éléments finis.

A partir de considérations théoriques, nous estimons qu'il faut apporter une dizaine de joules en moins de 50 ns pour réaliser l'inversion de population dans un tube de 15 cm de long contenant de l'argon à une pression d'une fraction de millibar. Les travaux de Rocca et de Ben-Kish montrent l'importance d'une décharge préliminaire de faible intensité pour obtenir une colonne de plasma stable et homogène, condition essentielle dans le régime d'amplification de l'émission spontanée.

Nous avons réalisé un circuit basé sur un générateur de Marx à quatre étages pouvant stocker plus de 300 J. Il délivre une impulsion de tension supérieure à 100 kV qui charge une ligne coaxiale dont le diélectrique est de l'eau déionisée. Lorsque l'éclateur situé à l'extrémité de cette ligne s'auto-déclenche, l'énergie stockée dans la ligne se déverse *via* une autre ligne coaxiale dans le tube capillaire. Quelques microsecondes avant cette impulsion principale, une décharge créée par un circuit annexe a ionisé le gaz argon contenu dans le tube. Les diagnostics de courant et de tension ont été développés, réalisés et calibrés au laboratoire. Les mesures montrent

que l'impulsion de courant est de l'ordre de 60 kA pour un temps de montée égal à 45 ns, tandis que la tension aux bornes de la décharge dans le capillaire est voisine de 50 kV. La puissance injectée dans le plasma est voisine de 2 GW, et correspond à la consommation d'une énergie d'environ 50 J. Une grande partie du travail a été consacrée à la mise au point de ce montage, notamment pour résoudre des problèmes de déclenchement du générateur de Marx et de bris des tubes capillaires en alumine. Le système expérimental a maintenant atteint un niveau satisfaisant de fiabilité et de répétitivité.

Parallèlement à ce travail expérimental, nous avons développé et validé un code numérique permettant de connaître l'évolution spatio-temporelle des paramètres électriques et la répartition de l'énergie dans notre circuit de puissance pulsée. Les résultats de cette simulation, en accord avec les mesures expérimentales, nous ont permis de mieux appréhender notre montage expérimental. Cette modélisation peut être appliquée à d'autres circuits ayant une géométrie coaxiale ou bien radiale dans lesquels se propagent des impulsions rapides de courant et de tension, dans le domaine des hautes puissances pulsées mais aussi pour les circuits RF.

Nous avons mis en place un diagnostic de spectroscopie EUV synchronisé avec la décharge, ayant une résolution temporelle de 5 ns. L'analyse des premiers spectres montre la présence d'ions Ar VI à Ar VIII, ce qui présume favorablement en la présence d'ions Ar IX et en une température électronique comprise entre 30 et 100 eV correspondant à celle requise. Dans cette étude préliminaire, aucune amplification n'a été observée dans la raie à 46,9 nm. Maintenant que le système est opérationnel, il peut se prêter à des campagnes de spectroscopie plus approfondies qui pourraient mettre en évidence la présence d'ions Ar IX, et éventuellement l'amplification recherchée.

Pour cela, l'attention devra se porter sur le domaine spectral entre 3 et 5 nm, où l'argon néonoïde émet des raies brillantes. Des états d'ionisation supérieurs peuvent aussi être recherchés dans le domaine entre 15 et 20 nm. Par ailleurs, des améliorations peuvent être apportées au système de collecte du rayonnement EUV depuis le capillaire jusqu'à la fente d'entrée du spectroscope. Des collaborations avec d'autres laboratoires français ou européens partageant un intérêt pour les lasers X permettraient de mieux caractériser la colonne de plasma, au moyen de diagnostics de spectroscopie ou d'imagerie dont nous ne disposons pas au LPTP.

La tendance à la miniaturisation fait qu'aujourd'hui des motifs plus petits que le dixième de micron peuvent être réalisés à l'échelle industrielle. Il est évident que les sources de rayonnement visible ou ultraviolet, dont la longueur d'onde est supérieure à $0,2\ \mu$, vont atteindre leurs limites. Loin de se reposer sur les lauriers du laser X dans l'argon à 47 nm, l'équipe de Jorge Rocca à l'Université du Colorado travaille actuellement à la réalisation d'un laser à 13,2 nm dans une vapeur de cadmium. La mise au point de sources laser ayant une longueur d'onde inférieure à 100 nm est un défi majeur dans le développement actuel des nanotechnologies.

Bibliographie alphabétique

- [Antoine-96] P. Antoine, A. L'Huillier and M. Lewenstein, *Attosecond Pulse Trains Using High-Order Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1234-1237 (1996)
- [Attwood-00] D. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiations*, Cambridge University Press, 2000
- [Bayanov-76] V. I. Bayanov, V. A. Boko, A. V. Vinogradov, S. S. Gulidov, A. A. Ilyukhin, V. A. Katulin, A. A. Mak, V. Yu. Nosach, A. L. Petrov, G. V. Peregudov, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. D. Starikov, A. Ya. Faenov, V. A. Chirkov and E. A. Yukov *Anomalous intensity of satellites of resonance lines of hydrogen-like ions*, Sov. JETP Lett. **24**, 319-324 (1976)
- [Ben-Kish-01] A. Ben-Kish, M. Shuker, R. A. Nemirowsky, A. Fisher, A. Ron, and J. L. Schwob, *Plasma Dynamics in Capillary Discharge Soft X-ray Lasers*, Phys. Rev. Lett. **87**, 015002 (2001)
- [Benware-98] B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno and J. J. Rocca, *Demonstration of a High Average Power Tabletop Soft X-ray Laser*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5804-5807 (1998)
- [Bhatia-85] A. K. Bhatia, U. Feldman and J. F. Seely, *Atomic Data and Spectral Line Intensities for the Neon Isoelectronic Sequence (Si V through Kr XXVII)*, At. Data Nucl. Data Tables **32**, 435-467 (1985)
- [Bhatia-92] A. K. Bhatia and G. A. Doschek, *Atomic Data and Spectral Line Intensities for Ne-like Fe XVII*, At. Data Nucl. Data Tables **52**, 1 (1992)
- [Bogen-68] P. Bogen, H. Conrads, G. Gatti and W. Kohlhaas, *Continuum Radiation Source of High Intensity*, J. Opt. Soc. Am. **58**, 203-206 (1968)
- [Brabec-00] T. Brabec and F. Krausz, *Intense few-cycle laser fields : Frontiers of nonlinear optics*, Rev. Mod. Phys. **72**, 545-591 (2000)
- [Burnett-89] N. H. Burnett and P. B. Corkum, *Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1195-1199 (1989)
- [Cachoncinlle-02] C. Cachoncinlle, R. Dussart, E. Robert, S. Götze, J. Pons, R. Viladrosa, C. Fleurier and J. M. Pouvesle, *Capillary discharge sources of hard UV radiation*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A64-A68 (2002)
- [Carillon-92] A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaegle, G. Jamelot et al., *Saturated and near-diffraction-limited operation of an XUV laser at 23.6 nm*, Phys. Rev. Lett. **68**, 2917-2920 (1992)

- [Chang-97] Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, *Generation of Coherent Soft X-Rays at 2.7 nm Using High Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2967-2970 (1997)
- [Chenais-87] C. Chenais-Popovics, R. Corbett, C. J. Hooker, M. H. Key, G. P. Kiehn, C. L. S. Lewis, G. J. Pert, C. Regan, S. J. Rose, S. Sadaat, R. Smith, T. Tomie and O. Willi, *Laser amplification at 18.2 nm in recombining plasma from a laser-irradiated carbon fiber*, Phys. Rev. Lett. **59**, 2161-2164 (1987)
- [Dasgupta-90] A. Dasgupta and K. G. Whitney, *Scaling of dielectronic-recombination data in fluorine-like ions*, Phys. Rev. A **42**, 2640-2654 (1990)
- [DaSilva-92] L. B. Da Silva, J. E. Trebes, R. Balhorn, S. Mrowka, E. Anderson, D. T. Attwood, T. W. Barbee, J. Brase, M. Corzett, J. Gray, J. Koch, C. Lee, D. Kern, R. A. London, B. J. MacGowan, D. L. Matthews and G. Stone, *X-Ray laser microscopy of rat sperm nuclei*, Science **258**, 269-271 (1992)
- [Daumas-57] M. Daumas (sous la direction de), *Histoire de la science*, Encyclopédie de la Pléiade, Gallimard, Paris, 1957
- [Davis-88] J. Davis, R. Clark, J. P. Apruzese and P. C. Kepple, *A Z-pinch neonlike X-ray laser*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 482-490 (1988)
- [Dhez-69] P. Dhez, P. Jaeglé, S. Leach and M. Velghe, *Some characteristics of the Extreme Ultraviolet spectrum emitted by the plasma produced by laser impact on an aluminium target*, J. Appl. Phys. **40**, 2545-2548 (1969)
- [Drescher-01] M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum and F. Krausz, *X-ray Pulses Approaching the Attosecond Frontier*, Science **291**, 1923-1927 (2001)
- [Duguay-67] M. A. Duguay and P. M. Rentzepis, *Some approaches to vacuum UV and X-ray lasers*, Appl. Phys. Lett. **10**, 350-352 (1967)
- [Dunn-98] J. Dunn, A. L. Osterheld, R. Shepherd, W. E. White, V. N. Shlyaptsev and R. E. Stewart, *Demonstration of X-Ray Amplification in Transient Gain Nickel-like Palladium Scheme*, Phys. Rev. Lett. **80**, 2825-2828 (1998)
- [Dunn-99] J. Dunn, J. Nilsen, A. L. Osterheld, Y. Li and V. N. Shlyaptsev, *Demonstration of transient gain X-ray lasers near 20 nm for nickellike yttrium, zirconium, niobium, and molybdenum*, Opt. Lett. **24**, 101-103 (1999)
- [Elton-75] R. C. Elton, *Extension of 3p yields 3s ion lasers into the vacuum ultraviolet region*, Appl. Opt. **14**, 97-101 (1975)
- [Elton-89] R. C. Elton, R. U. Datla, J. R. Roberts and A. K. Bhatia, *Neonlike Ar and Cl 3p-3s emission from a θ -pinch plasma*, Phys. Rev. A **40**, 4142-4144 (1989)
- [Elton-90] R. C. Elton, *X-Ray Lasers*, Academic press, 1990
- [Feldman-83] U. Feldman, A. K. Bhatia and S. Suckewer, *Short wavelength laser calculations for electron pumping in neon-like krypton (Kr XXVII)*, J. Appl. Phys. **54**, 2188-2197 (1983)
- [Feldman-84] U. Feldman, J. F. Seely and A. K. Bhatia, *Scaling of collisionally pumped 3s-3p lasers in the neon isoelectronic sequence*, J. Appl. Phys. **56**, 2475-2478 (1984)

- [Filevich-03] J. Filevich, J. J. Rocca, E. Jankowska, E. C. Hammarsten, K. Kanizay, M. C. Marconi, S. J. Moon and V. N. Shlyaptsev, *Two-dimensional effects in laser-created plasmas measured with soft X-ray laser interferometry*, Phys. Rev. E **67**, 056409 (2003)
- [Frank-89] K. Frank and J. Christiansen, *The fundamentals of the pseudospark and its applications*, IEEE Trans. Plasma Sci. **17**, 748-753 (1989)
- [Frati-00] M. Frati, M. Seminario and J. J. Rocca, *Demonstration of a 10- μ J tabletop laser at 52.9nm in neonlike chlorine*, Opt. Lett. **25**, 1022-1024 (2000)
- [Glenzer-94] S. Glenzer and H. -J. Kunze, *Amplification of extreme-ultraviolet radiation in a gas-liner pinch plasma*, Phys. Rev. E **49**, 1586-1593 (1994)
- [Gonzalez-02] J. J. Gonzalez, M. Frati, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev and A. L. Osterheld, *High-power-density capillary discharge plasma columns for shorter wavelength discharge-pumped soft X-ray lasers*, Phys. Rev. E **65**, 026404 (2002)
- [Gudzenko-64] L. I. Gudzenko and L. A. Shelepin, *Negative Absorption in a Non-equilibrium Hydrogen Plasma*, Sov. Phys. JETP **18**, 998-1000 (1964)
- [Gwyn-98] C. W. Gwyn, R. Stulen, D. Sweeney and D. Attwood, *Extreme ultraviolet lithography*, J. Vac. Sci. Technol. B **16**, 3142-3149 (1998)
- [Hagelstein-83] P. L. Hagelstein, *Review of radiation pumped soft X-ray lasers*, Plasma Phys. **25**, 1345-1367 (1983)
- [Hebenstreit-96] M. Hebenstreit, R. Fertner, T. Neger, M. Pöckl and F. Aumayr, *An experimental investigation of ablative capillary discharges as possible sources for amplified spontaneous emission in the XUV*, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 1933-1940 (1996)
- [Henke-72] B. L. Henke, *Ultrasoft-X-Ray Reflection, Refraction, and Production of Photoelectrons (100-1000eV Region)*, Phys. Rev. A **6**, 94-104 (1972)
- [Hibbert-92] A. Hibbert, M. Mohan and M. Le Dourneuf, *Lifetimes of $2p^53l$ states in S VII, Cl VIII and Ar IX*, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **25**, 1107-1117 (1992)
- [Hibbert-93] A. Hibbert, M. Le Dourneuf and M. Mohan, *Energies, Oscillator Strengths, and Lifetimes for Neon-like Ions Up to Kr XXVII*, At. Data Nucl. Data Tables **53**, 23 (1993)
- [Hill-81] K. W. Hill, M. Bitter, D. Eames, S. Von Goeler, N. R. Sauthof, E. Silver, *Low energy X-ray emission from magnetic fusion plasmas*, D. T. Attwood and B. L. Henke Eds., AIP Conf. Proc. **75**, 8-24 (1981)
- [Hong-99] D. Hong, C. Cachoncinlle, W. Rosenfeld, R. Dussart, N. Richard, R. Vilardosa, J.M. Pouvesle et C. Fleurier, *Décharges capillaires pour la production de rayonnement X-mou cohérent et incohérent*, J. Phys. IV **9**(Pr5), 35-38 (1999)
- [Ilyukhin-77] A. A. Ilyukhin, G. V. Peregudov, E. N. Ragozin, I. I. Sobel'man and V. A. Chirkov, *Concerning the problem of lasers for the far ultraviolet 500-700 Å*, Sov. JETP Lett. **25**, 535-539 (1977)

- [Irons-74] F. E. Irons and N. J. Peacock, *Experimental evidence for population inversion in C5+ in an expanding laser-produced plasma*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **7**, 1109-1112 (1974)
- [ITT-68] International Telephone and Telegraph corporation, *Reference data for radio engineers*, Fifth Edition, ITT Ed., New York, 1968
- [Ivanov-93] L. N. Ivanov, E. P. Ivanova and L. V. Knight, *Energy approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strength : Ne-like ions*, Phys. Rev. A **48**, 4365-4378 (1993)
- [Ivanov-95] L. N. Ivanov, E. P. Ivanova and L. V. Knight, *Radiative transition probabilities for Ne-like ions. Consistent quantum mechanical calculations*, Phys. Lett. A **206**, 89-95 (1995)
- [Jaegle-74] P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Carillon, A. Sureau, and P. Dhez *Superradiant Line in the Soft X-ray Range*, Phys. Rev. Lett. **33**, 1070-1073 (1974)
- [Jamelot-02] G. Jamelot, D. Ros, A. Klisnick, Ph. Zeitoun, J. Dubau, J.-C. Lagron, L. Vanbostal, J.-P. Chambaret and M. Pittman, *Present state and future of laser-driven X-ray lasers in France : LASERIX*, Proc. of the 8th Int. Conf. on X-ray Lasers in Aspen, Colorado, AIP Conf. Proc. **641**, 563-568 (2002)
- [Kapteyn-92] H. C. Kapteyn, *Photoionization-pumped X-ray lasers using ultrashort-pulse excitation*, Appl. Opt. **31**, 4931-4939 (1992)
- [Kaufman-79] M. Kaufman and A. H. Seidman Eds., *Handbook of Electronics Calculations*, McGraw-Hill, New York, 1979
- [Kawachi-03] T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, K. Sukegawa, P. Lu, K. Takahashi, S. Namba, M. Koike, A. Nagashima and Y. Kato, *Development of a Pumping Laser System for X-ray Laser Research*, Appl. Opt. **42**, 2198-2205 (2003)
- [Kelly-68] R. L. Kelly, *Atomic emission lines below 2000 angstroms : Hydrogen through Argon*, NRL Report 6648, Washington DC, 1968
- [Kieffer-93] J. C. Kieffer, M. Chaker, J. P. Matte, H. Pépin, C. Y. Côté, Y. Beaudoin, T. W. Johnston, C. Y. Chien, S. Coe, G. Mourou and O. Peyrusse, *Ultrafast X-ray sources*, Phys. Fluids B: Plasma Phys. **5**, 2676-2681 (1993)
- [Klosner-98] M. A. Klosner and W. T. Silfvast, *Intense xenon capillary discharge extreme-ultraviolet source in the 10-16 nm wavelength region*, Opt. Lett. **23**, 1609-1611 (1998)
- [Krishnan-88] M. Krishnan, T. Nash and P. D. Lepell, *Research into pulsed power-driven recombination lasers*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 491-496 (1988)
- [Kunze-94] C. Steden and H. -J. Kunze, *Observation of gain at 18.22 nm in the carbon plasma of a capillary discharge*, Phys. Lett. A **151**, 534-537 (1990)
- [Lee-88] R. W. Lee and A. Zigler, *Multiple pulse laser excitation of capillary discharge*, Appl. Phys. Lett. **53**, 2028-2029 (1988)
- [Lee-96] R. W. Lee and J. T. Larsen, *A time-dependent model for plasma spectroscopy of K-shell emitters*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer **56**, 535-556 (1996)

- [Lemoff-95] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty and S. E. Harris, *Demonstration of a 10-Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX*, Phys. Rev. Lett. **74**, 1574-1577 (1995)
- [Linford-74] G. J. Linford, E. R. Peressini, W. R. Sooy and M. L. Spaeth, *Very long lasers*, Appl. Opt. **13**, 379 (1974)
- [Loiseleur-02] P. Loiseleur, T. N. Hansen, J. Larour and J. G. Lunney, *Time-resolved EUV spectroscopy in the early stage of laser ablation of carbon*, Appl. Surf. Science **197-198**, 164-168 (2002)
- [Lyman-24] T. Lyman, *The spectrum of Helium in the Extreme Ultraviolet*, The Astrophysical Journal **60**, 1-14 (1924)
- [Marconi-89a] M. C. Marconi, J. F. Schmerge and J. J. Rocca, *Light collection and wavelength calibration for an extreme ultraviolet diode array spectrograph*, Rev. Sci. Instrum. **60**, 966-969 (1989)
- [Marconi-89b] M. C. Marconi and J. J. Rocca, *Time-resolved extreme ultraviolet emission from a highly ionized lithium capillary discharge*, Appl. Phys. Lett. **54**, 2180-2182 (1989)
- [Matthews-84] D. L. Matthews, E. M. Campbell, K. Estabrok, C. W. Hatcher, R. L. Kauffman, R. W. Lee and C. L. Wang, *Observation of enhanced emission of the O VIII H α line in a recombining laser-produced plasma*, Appl. Phys. Lett. **45**, 226-228 (1984)
- [Matthews-85] D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone and T. A. Weaver, *Demonstration of a soft X-ray Amplifier*, Phys. Rev. Lett. **54**, 110-113 (1985)
- [McCorkle-77] R. A. McCorkle and H. J. Vollmer, *Physical Properties of an electron beam - sliding spark device*, Rev. Sci. Instrum. **48**, 1055-1063 (1977)
- [McCorkle-81] R. A. McCorkle, *The high-power sliding-spark capillary discharge in vacuum : variations and applications*, Appl. Phys. A **26**, 261-270 (1981)
- [McPherson-87] A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer and C. K. Rhodes, *Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases*, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 595-601 (1987)
- [Meng-85] H. C. Meng, P. Greve, H.J. Kunze and T. Schmidt, *Experimental rate coefficients for dielectronic recombination and ionization of Ar VIII to Ar XII*, Phys. Rev. A **31**, 3276-3281 (1985)
- [Milchberg-85] H. Milchberg, C. H. Skinner, S. Suckewer and D. Voorhees, *Measurement of population inversions and gain in carbon fiber plasmas*, Appl. Phys. Lett. **47**, 1151-1153 (1985)
- [Mohan-91] M. Mohan, M. Le Dourneuf and A. Hibbert, *Electron impact excitation of Ar $8+$ from its ground state*, J. Phys. B **24**, 299-306 (1991)

- [Moon-98] S. J. Moon and D. C. Eder, *Theoretical investigation of an ultrashort-pulse coherent X-ray source at 45 Å*, Phys. Rev. A **57**, 1391-1394 (1998)
- [Moreno-99] C. H. Moreno, M. C. Marconi, K. Kanizay, J. J. Rocca, Yu. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov and Yu. A. Pershin, *Soft X-ray laser interferometry of a pinch discharge using a tabletop laser*, Phys. Rev. E **60**, 911-917 (1999)
- [Murakami-01] K. Murakami, *Requirement for EUV source from exposure system design*, EUV Lithography Source Workshop, 29 octobre 2001, Matsue, Japan
- [Nagata-93] Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda, *Soft X-ray amplification of the Lyman-alpha transition by optical-field-induced ionization*, Phys. Rev. Lett. **71**, 3774-3777 (1993)
- [Nickles-97] P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will and W. Sandner, *Short pulse X-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like Titanium*, Phys. Rev. Lett. **78**, 2748-2751 (1997)
- [Niimi-01] G. Niimi, Y. Hayashi, M. Nakajima, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka and E. Hotta, *Observation of multi-pulse soft X-ray lasing in a fast capillary discharge*, J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 2123-2126 (2001)
- [Norton-75] B. A. Norton and N. J. Peacock, *Population inversion in laser-produced plasmas by pumping with opacity-broadened lines*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **8**, 989-996 (1975)
- [Pert-76] G. J. Pert, *Model calculations of XUV gain in rapidly expanding cylindrical plasmas*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. **9**, 3301-3315 (1976)
- [Pindzola-90] M. S. Pindzola, D. C. Griffin and C. Bottcher, *Correlation enhancement of the electron-impact ionization cross section for excited-state Ne-like ions*, Phys. Rev. A **41**, 1375-1382 (1990)
- [Pons-03] J. Pons, *Diagnostic d'un plasma d'argon fortement ionisé créé par décharge capillaire pour la production de rayonnement EUV cohérent*, Thèse de doctorat, Université d'Orléans, 2003
- [Porter-92] J. L. Porter, R. B. Spielman, M. K. Matzen, E. J. McGuire, L. E. Ruggles, M. F. Vargas J. P. Apruzese, R. W. Clark and J. Davis, *Demonstration of population inversion by resonant photopumping in a neon gas cell irradiated by a sodium Z pinch*, Phys. Rev. Lett. **68**, 796-799 (1992)
- [Rahman-02] A. Rahman, E. C. Hammarsten, S. Sakadzic, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, A. Osterheld and J.-F. Wyart, *Excitation of the 13.2 nm laser line of Nickel-like Cd in a capillary discharge plasma column*, Proc. of the 8th Int. Conf. on X-ray Lasers in Aspen, Colorado, AIP Conf. Proc. **641**, 113-118 (2002)
- [Rax-00] J. M. Rax, *Cours de Physique des plasmas*, Univ. Paris-Sud, Orsay, 2000
- [Rocca-88] J. J. Rocca, D. C. Beethe and M. C. Marconi, *Proposal for soft X-ray and XUV lasers in capillary discharges*, Opt. Lett. **13**, 565-567 (1988)
- [Rocca-93a] J. J. Rocca, M. C. Marconi and F. G. Tomasel, *Study of the soft X-ray emission from carbon ions in a capillary discharge*, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 182-191 (1993)

- [Rocca-93b] J. J. Rocca, O. D. Cortazar, B. Szapiro, K. Floyd and F. G. Tomasel, *Fast-discharge excitation of hot capillary plasmas for Soft X-ray Amplifiers*, Phys. Rev. E **47**, 1299-1304 (1993)
- [Rocca-93c] J. J. Rocca, O. D. Cortazar, F. G. Tomasel and B. Szapiro, *Efficient generation of highly ionized calcium and titanium plasma columns for collisionally excited soft X-ray lasers in a fast capillary discharge*, Phys. Rev. E **48**, R2378-R2381 (1993)
- [Rocca-94] J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortazar, D. Hartshorn and J. L. A. Chilla, *Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft X-ray Laser*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2192-2195 (1994)
- [Rocca-96] J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla and V. N. Shlyaptsev, *Energy Extraction and Achievement of the Saturation Limit in a Discharge-Pumped Table-Top Soft X-Ray Amplifier*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1476-1479 (1996)
- [Rocca-99] J. J. Rocca, *Table-Top Soft X-ray Lasers*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 3799-3827 (1999)
- [Rocca-03] J. J. Rocca, E. C. Hammarsten, E. Jankowska, J. Filevich, M. C. Marconi, S. Moon and V. N. Shlyaptsev, *Application of extremely compact capillary discharge soft X-ray lasers to dense plasma diagnostics*, Phys. Plasmas **10**, 2021-2028 (2003)
- [Roddy-86] D. Roddy, *Microwave Technology*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1986
- [Rus-02] B. Rus, T. Mocek, A. R. Präg, M. Kozlová, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux, and D. Phalippou, *Multimillijoule, highly coherent X-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification*, Phys. Rev. A **66**, 063806 (2002)
- [Samson-67] J. A. R. Samson, *Techniques of Ultraviolet Spectroscopy*, J. Wiley & Sons, New York, 1967
- [Samson-98] J. A. R. Samson and D. L. Ederer Eds., *Vacuum Ultraviolet Spectroscopy I and II*, Experimental Methods in the Physical Sciences Vol. 31 and 32, Academic Press, San Diego, 1998
- [Sebban-02] S. Sebban, T. Mocek, D. Ros, L. Upcraft, Ph. Balcou, R. Haroutunian, G. Grillon, B. Rus, A. Klisnick, A. Carillon, G. Jamelot, C. Valentin, A. Rousse, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman and D. Hulin, *Demonstration of a Ni-Like Kr Optical-Field-Ionization Collisional Soft X-Ray Laser at 32.8 nm*, Phys. Rev. Lett. **89**, 253901 (2002)
- [Shin-94] H.-J. Shin, D.-E. Kim and T.-N. Lee, *Soft X-ray amplification in a capillary discharge*, Phys. Rev. E **50**, 1376-1382 (1994)
- [Siegmund-03] O. H. W. Siegmund, A. S. Tremsin and J. V. Vallerga, *Advanced MCP sensors for UV/visible astronomy and biology*, Nucl. Instr. and Meth. A **510**, 185-189 (2003)
- [Silfvast-75] W. T. Silfvast, J. M. Green and O. R. Wood, II, *Population Inversions and the Measurement of Gain in Laser-Produced Plasmas*, Phys. Rev. Lett. **35**, 435-438 (1975)

- [Spitzer-59] L. Spitzer, *Physique des gaz complètement ionisés*, Dunod, Paris, 1959
- [Steden-90] C. Steden and H. -J. Kunze, *Observation of gain at 18.22 nm in the carbon plasma of a capillary discharge*, Phys. Lett. A **151**, 534-537 (1990)
- [Stephanakis-88] S. J. Stephanakis, J. P. Apruzese, P. G. Burkhalter, G. Cooperstein, J. Davis, D. D. Hinshelwood, G. Mehlman, D. Mosher, P. F. Ottinger, V. E. Scherrer, J. W. Thornhill, B. L. Welch and F. C. Young, *Development of a Sodium-pump/Neon-lasant photopumped soft X-ray laser*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 472-481 (1988)
- [Suckewer-80] S. Suckewer and H. Fishman, *Conditions for soft X-ray lasing action in a confined plasma column*, J. Appl. Phys. **51**, 1922-1931 (1980)
- [Suckewer-85] S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane and D. Voorhees, *Amplification of Stimulated Soft X-ray Emission in a Confined Plasma Column*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1753-1756 (1985)
- [Tomasel-97] F. G. Tomasel, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev and C. D. Macchietto, *Lasing at 60.8 nm in Ne-like sulfur ions in ablated material excited by a capillary discharge*, Phys. Rev. A **55**, 1437-1440 (1997)
- [Tomassetti-02] G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S.V. Kulkhlevsky, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, A. Faenov and T. Pikuz, *Capillary discharge soft X-ray lasing in Ne-like Ar pumped by long current pulses*, Eur. Phys. J. D **19**, 73-77 (2002)
- [Vinogradov-75] A. V. Vinogradov, I. I. Sobelman and E. A. Yukov, *Possibility of constructing a far-ultraviolet laser utilizing transitions in multiply charged ions in an inhomogeneous plasma*, Sov. J. Quantum Electron. **5**, 59-63 (1975)
- [Vinogradov-80] A. V. Vinogradov and V. N. Shlyaptsev, *Calculations of population inversion due to transitions in multiply charged neon-like ions in the 200-2000Å range*, Sov. J. Quantum Electron. **10**, 754-756 (1980)
- [Wagner-96] T. Wagner, E. Eberl, K. Frank, W. Hartmann, D. H. H. Hoffmann and R. Tkotz, *XUV Amplification in a Recombining Z-Pinch Plasma*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3124-3127 (1996)
- [Wiza-79] J. L. Wiza, *Microchannel Plate Detectors*, Nucl. Instr. and Meth. **162**, 587-601 (1979)
- [Young-87] F. C. Young, S. J. Stephanakis, V. E. Scherrer, B. L. Welch, G. Mehlman, P. G. Burkhalter and J. P. Apruzese, *Implosion of Sodium-bearing capillary-discharge plasmas for X-ray laser experiments*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1053-1055 (1987)
- [Zeitoun-91] A. Zeitoun-Fakiris, *Isolation sous vide*, traité de Génie électrique D2540, Techniques de l'ingénieur, Paris, 1991
- [Zherikhin-76] A. N. Zherikhin, K. N. Koshelev, and V. S. Letokhov, *Gain in the far VUV region due to transitions in multiply charged ions*, Sov. J. Quantum Electron. **6**, 82-84 (1976)

Bibliographie classée par thèmes

Sommaire

Livres, Articles de fond, Actes	139
Sur l'histoire des XUV	141
Schémas théoriques des lasers X	142
Données atomiques utiles pour le laser X dans l'argon néonoïde	143
Articles sur les lasers X pompés par laser	144
Bibliographie de Jorge J. Rocca : Laser X par décharge capillaire . . .	146
Articles sur le laser X par décharge électrique (hors Rocca)	149
Sources intenses de rayonnement XUV par décharge capillaire	150
Sites Internet utiles	150

Livres, Articles de fond, Actes

Livres

- L. Spitzer, *Physique des gaz complètement ionisés*, Dunod, Paris, 1959
- J. A. R. Samson, *Techniques of Ultraviolet Spectroscopy*, J. Wiley & Sons, New York, 1967
- International Telephone and Telegraph corporation, *Reference data for radio engineers*, Fifth Edition, ITT Ed., New York, 1968
- R. L. Kelly, *Atomic emission lines below 2000 angstroms : Hydrogen through Argon*, NRL Report 6648, Washington DC, 1968
- M. Kaufman and A. H. Seidman Eds., *Handbook of Electronics Calculations*, McGraw-Hill, New York, 1979
- D. Roddy, *Microwave Technology*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, 1986
- R. C. Elton, *X-Ray Lasers*, Academic press, 1990
- J. A. R. Samson and D. L. Ederer Eds., *Vacuum Ultraviolet Spectroscopy I and II*, Experimental Methods in the Physical Sciences Vol. 31 and 32, Academic Press, San Diego, 1998
- J. M. Rax, *Cours de Physique des plasmas*, Univ. Paris-Sud, Orsay, 2000
- D. Attwood, *Soft X-rays and Extreme Ultraviolet Radiations*, Cambridge University Press, 2000

Articles de fond

- P. L. Hagelstein, *Review of radiation pumped soft X-ray lasers*, Plasma Phys. **25**, 1345-1367 (1983)
J. J. Rocca, *Table-Top Soft X-ray Lasers*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 3799-3827 (1999)
T. Brabec and F. Krausz, *Intense few-cycle laser fields : Frontiers of non-linear optics*, Rev. Mod. Phys. **72**, 545-591 (2000)

Articles dans les revues scientifiques grand public

- P. Jaeglé, *Le laser à rayons X*, La Recherche **184**, 16-25 (Jan. 1987)
L. B. Da Silva et al., *X-ray laser microscopy of rat sperm nuclei*, Science **258**, 269-271 (Oct. 1992)
G. P. Collins, *Tabletop capillary-discharge soft X-ray laser demonstrated*, Physics Today **47**(10), 19-22 (Oct. 1994)
E. E. Fill, *X-ray lasers shrink in size and wavelength*, Opto & Laser Europe, 30-32 (Mar. 1995)
J. Zhang, A. G. MacPhee, J. Lin, E. Wolfrum, R. Smith, C. Danson, M. H. Key, C. L. S. Lewis, D. Neely, J. Nilsen, G. J. Pert, G. J. Tallents and J. S. Wark, *A Saturated X-ray Laser Beam at 7 Nanometers*, Science **276**, 1097-1100 (May 1997)
A. Rundquist, C. G. Durfee III, Z. Chang, C. Herne, S. Backus, M. M. Murnane and H. C. Kapteyn, *Phase-Matched Generation of Coherent Soft X-rays*, Science **280**, 1412-1415 (May 1998)
M. Drescher, M. Hentschel, R. Kienberger, G. Tempea, C. Spielmann, G. A. Reider, P. B. Corkum and F. Krausz, *X-ray Pulses Approaching the Attosecond Frontier*, Science **291**, 1923-1927 (2001)

Actes des conférences sur les lasers X

- X-Ray Lasers 1986, Comptes-Rendus du International Colloquium on X-Ray Lasers*, Aussois, France, 1986, edited by P. Jaeglé, J. Phys. **47**, suppl. n°10, Coll. C6-1986
X-Ray Lasers 1990, Proc. 2nd International Colloquium on X-Ray Lasers, York, United Kingdom, 1990, edited by G. J. Tallents, IOP Conf. Series **116**, IOP, Bristol, 1990
X-Ray Lasers 1992, Proc. 3rd International Colloquium on X-Ray Lasers, Schliersee, Germany, 1992, edited by E. E. Fill, IOP Conf. Series **125**, IOP, Bristol, 1992
X-Ray Lasers 1994, 4th International Conference on X-Ray Lasers, Williamsburg, Virginia, 1994, edited by D. C. Eder and D. L. Matthews, AIP Conf. proc. **332**, AIP, New York, 1994

X-Ray Lasers 1996, Proc. 5th International Conference on X-ray Lasers, Lund, Sweden, 1996, edited by S. Svanberg and C. G. Wahlström, IOP Conf. Series **151**, IOP, Bristol, 1996

X-Ray Lasers 1998, Proc. 6th International Conference on X-ray Lasers, Kyoto, Japan, 1998, edited by Y. Kato, H. Takuma and H. Daido, IOP Conf. Series **159**, IOP, Bristol, 1998

X-Ray Lasers 2000, 7th International Conference on X-Ray Lasers, Saint-Malo, France, 2000, edited by G. Jamelot, C. Möller and A. Klisnick, J. Phys. IV **11**, Pr2, July 2001, EDP Sciences, Les Ulis, 2000

X-Ray Lasers 2002 : 8th International Conference on X-Ray Lasers, Aspen, Colorado, 2002, edited by J. J. Rocca, J. Dunn and S. Suckewer, AIP Conf. proc. **641**, AIP, New York, 2002

Ultrashort Wavelength Lasers, edited by Szymon Suckewer, Proceedings of SPIE **1551**, SPIE, Bellingham, Washington, 1992

Ultrashort Wavelength Lasers II, edited by Szymon Suckewer, Proceedings of SPIE **2012**, SPIE, Bellingham, Washington, 1994

Soft X-Ray Lasers and Applications, edited by Jorge J. Rocca and Peter L. Hagelstein, Proceedings of SPIE **2520**, SPIE, Bellingham, Washington, 1995

Soft X-Ray Lasers and Applications II, edited by Jorge J. Rocca and Luiz B. Da Silva, Proceedings of SPIE **3156**, SPIE, Bellingham, Washington, 1997

Soft X-Ray Lasers and Applications III, edited by Jorge J. Rocca and Luiz B. Da Silva, Proceedings of SPIE **3776**, SPIE, Bellingham, Washington, 1999

Soft X-Ray Lasers and Applications IV, edited by Ernst E. Fill and Jorge J. Rocca, Proceedings of SPIE **4505**, SPIE, Bellingham, Washington, 2001

Sur l'histoire des XUV

V. Schumann, *On a New Method of Preparing Plates Sensitive to the Ultra-Violet Rays*, The Astrophysical Journal **3**, 220-226, 387-394 (1896) and The Astrophysical Journal **4**, 144-154 (1896)

T. Lyman, *The Spectrum of Hydrogen in the Region of Extremely Short Wave-Lengths*, The Astrophysical Journal **23**, 181-210 (1906)

T. Lyman, *Victor Schumann* The Astrophysical Journal **38**, 1-4 (1914)

T. Lyman, *An Extension of the Spectrum in the Extreme-Violet*, Phys. Rev. **3**, 504-505 (1914)

T. Lyman, *The spectrum of Helium in the Extreme Ultraviolet*, The Astrophysical Journal **60**, 1-14 (1924)

M. Daumas (sous la direction de), *Histoire de la science*, Encyclopédie de la Pléiade, Gallimard, Paris, 1957

Schémas théoriques des lasers X

Schéma de recombinaison

L. I. Gudzenko and L. A. Shelepin, *Negative Absorption in a Non-equilibrium Hydrogen Plasma*, Sov. Phys. JETP **18**, 998-1000 (1964)

Schéma de photoionisation de couche interne

M. A. Duguay and P. M. Rentzepis, *Some approaches to vacuum UV and X-ray lasers*, Appl. Phys. Lett. **10**, 350-352 (1967)

S. J. Moon and D. C. Eder, *Theoretical investigation of an ultrashort-pulse coherent X-ray source at 45 Å*, Phys. Rev. A **57**, 1391-1394 (1998)

Schéma de photopompage résonnant

A. V. Vinogradov, I. I. Sobelman and E. A. Yukov, *Possibility of constructing a far-ultraviolet laser utilizing transitions in multiply charged ions in an inhomogeneous plasma*, Sov. J. Quantum Electron. **5**, 59-63 (1975)

Schéma d'excitation collisionnelle

A. N. Zherikhin, K. N. Koshelev, and V. S. Letokhov, *Gain in the far VUV region due to transitions in multiply charged ions*, Sov. J. Quantum Electron. **6**, 82-84 (1976)

Génération d'harmoniques à un ordre élevé

A. McPherson, G. Gibson, H. Jara, U. Johann, T. S. Luk, I. McIntyre, K. Boyer and C. K. Rhodes, *Studies of multiphoton production of vacuum-ultraviolet radiation in the rare gases*, J. Opt. Soc. Am. B **4**, 595-601 (1987)

Z. Chang, A. Rundquist, H. Wang, M. M. Murnane, and H. C. Kapteyn, *Generation of Coherent Soft X-Rays at 2.7 nm Using High Harmonics*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2967-2970 (1997)

Schéma de photoionisation par effet de champ

N. H. Burnett and P. B. Corkum, *Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization*, J. Opt. Soc. Am. B **6**, 1195-1199 (1989)

Données atomiques utiles pour le laser X dans l'argon néonoïde

- A. V. Vinogradov and V. N. Shlyaptsev, *Calculations of population inversion due to transitions in multiply charged neon-like ions in the 200-2000 Å range*, Sov. J. Quantum Electron. **10**, 754-756 (1980)
- K. W. Hill, M. Bitter, D. Eames, S. Von Goeler, N. R. Sauthof, E. Silver, *Low energy X-ray emission from magnetic fusion plasmas*, D. T. Attwood and B. L. Henke Eds., AIP Conf. Proc. **75**, 8-24 (1981)
- U. Feldman, A. K. Bhatia and S. Suckewer, *Short wavelength laser calculations for electron pumping in neon-like krypton (Kr XXVII)*, J. Appl. Phys. **54**, 2188-2197 (1983)
- U. Feldman, J. F. Seely and A. K. Bhatia, *Scaling of collisionally pumped 3s-3p lasers in the neon isoelectronic sequence*, J. Appl. Phys. **56**, 2475-2478 (1984)
- A. K. Bhatia, U. Feldman and J. F. Seely, *Atomic Data and Spectral Line Intensities for the Neon Isoelectronic Sequence (Si V through Kr XXVII)*, At. Data Nucl. Data Tables **32**, 435-467 (1985)
- H. C. Meng, P. Greve, H.J. Kunze and T. Schmidt, *Experimental rate coefficients for dielectronic recombination and ionization of Ar VIII to Ar XII*, Phys. Rev. A **31**, 3276-3281 (1985)
- R. C. Elton, R. U. Datla, J. R. Roberts and A. K. Bhatia, *Neonlike Ar and Cl 3p-3s emission from a θ -pinch plasma*, Phys. Rev. A **40**, 4142-4144 (1989)
- A. Dasgupta and K. G. Whitney, *Scaling of dielectronic-recombination data in fluorine-like ions*, Phys. Rev. A **42**, 2640-2654 (1990)
- M. S. Pindzola, D. C. Griffin and C. Bottcher, *Correlation enhancement of the electron-impact ionization cross section for excited state Ne-like ions*, Phys. Rev. A **41**, 1375-1382 (1990)
- M. Mohan, M. Le Dourneuf and A. Hibbert, *Electron impact excitation of Ar⁸⁺ from its ground state*, J. Phys. B **24**, 299-306 (1991)
- A. K. Bhatia and G. A. Doschek, *Atomic Data and Spectral Line Intensities for Ne-like Fe XVII*, At. Data Nucl. Data Tables **52**, 1 (1992)
- A. Hibbert, M. Mohan and M. Le Dourneuf, *Lifetimes of $2p^5 3l$ states in S VII, Cl VIII and Ar IX*, J. Phys. B **25**, 1107-1117 (1992)
- A. Hibbert, M. Le Dourneuf and M. Mohan, *Energies, Oscillator Strengths, and Lifetimes for Neon-like Ions Up to Kr XXVII*, At. Data Nucl. Data Tables **53**, 23 (1993)
- L. N. Ivanov, E. P. Ivanova and L. V. Knight, *Energy approach to consistent QED theory for calculation of electron-collision strength : Ne-like ions*, Phys. Rev. A **48**, 4365-4378 (1993)
- L. N. Ivanov, E. P. Ivanova and L. V. Knight, *Radiative transition probabilities for Ne-like ions. Consistent quantum mechanical calculations*, Phys. Lett. A **206**, 89-95 (1995)

Articles sur les lasers X pompés par laser

Avec le schéma de recombinaison

- L. I. Gudzenko and L. A. Shelepin, *Negative Absorption in a Non-equilibrium Hydrogen Plasma*, Sov. Phys. JETP 18, 998-1000 (1964)
- P. Dhez, P. Jaeglé, S. Leach and M. Velghe, *Some characteristics of the Extreme Ultraviolet spectrum emitted by the plasma produced by laser impact on an aluminium target*, J. Appl. Phys. 40, 2545-2548 (1969)
- P. Jaeglé, G. Jamelot, A. Carillon, A. Sureau, and P. Dhez *Superradiant Line in the Soft X-ray Range*, Phys. Rev. Lett. 33, 1070-1073 (1974)
- F. E. Irons and N. J. Peacock, *Experimental evidence for population inversion in C5+ in an expanding laser-produced plasma*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 7, 1109-1112 (1974)
- B. A. Norton and N. J. Peacock, *Population inversion in laser-produced plasmas by pumping with opacity-broadened lines*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 8, 989-996 (1975)
- W. T. Silfvast, J. M. Green and O. R. Wood, II, *Population Inversions and the Measurement of Gain in Laser-Produced Plasmas*, Phys. Rev. Lett. 35, 435-438 (1975)
- V. I. Bayanov, V. A. Boko, A. V. Vinogradov, S. S. Gulidov, A. A. Ilyukhin, V. A. Katulin, A. A. Mak, V. Yu. Nosach, A. L. Petrov, G. V. Peregudov, S. A. Pikuz, I. Yu. Skobelev, A. D. Starikov, A. Ya. Faenov, V. A. Chirkov and E. A. Yukov *Anomalous intensity of satellites of resonance lines of hydrogen-like ions*, Sov. JETP Lett. 24, 319-324 (1976)
- G. J. Pert, *Model calculations of XUV gain in rapidly expanding cylindrical plasmas*, J. Phys. B: At. Mol. Phys. 9, 3301-3315 (1976)
- S. Suckewer and H. Fishman, *Conditions for soft X-ray lasing action in a confined plasma column*, J. Appl. Phys. 51, 1922-1931 (1980)
- D. L. Matthews, E. M. Campbell, K. Estabrook, C. W. Hatcher, R. L. Kauffman, R. W. Lee and C. L. Wang, *Observation of enhanced emission of the O VIII H α line in a recombining laser-produced plasma*, Appl. Phys. Lett. 45, 226-228 (1984)
- S. Suckewer, C. H. Skinner, H. Milchberg, C. Keane and D. Voorhees, *Amplification of Stimulated Soft X-ray Emission in a Confined Plasma Column*, Phys. Rev. Lett. 55, 1753-1756 (1985)
- H. Milchberg, C. H. Skinner, S. Suckewer and D. Voorhees, *Measurement of population inversions and gain in carbon fiber plasmas*, Appl. Phys. Lett. 47, 1151-1153 (1985)
- C. Chenais-Popovics, R. Corbett, C. J. Hooker, M. H. Key, G. P. Kiehn, C. L. S. Lewis, G. J. Pert, C. Regan, S. J. Rose, S. Sadaat, R. Smith, T. Tomie and O. Willi, *Laser amplification at 18.2 nm in recombining plasma from a laser-irradiated carbon fiber*, Phys. Rev. Lett. 59, 2161-2164 (1987)
- R. W. Lee and A. Zigler, *Multiple pulse laser excitation of capillary discharge*, Appl. Phys. Lett. 53, 2028-2029 (1988)

N. H. Burnett and P. B. Corkum, *Cold-plasma production for recombination extreme-ultraviolet lasers by optical-field-induced ionization*, J. Opt. Soc. Am. B 6, 1195-1199 (1989)

Y. Nagata, K. Midorikawa, S. Kubodera, M. Obara, H. Tashiro and K. Toyoda, *Soft X-ray amplification of the Lyman-alpha transition by optical-field-induced ionization*, Phys. Rev. Lett. 71, 3774-3777 (1993)

Avec le schéma d'excitation collisionnelle

R. C. Elton, *Extension of 3p yields 3s ion lasers into the vacuum ultraviolet region*, Appl. Opt. 14, 97-101 (1975)

A. N. Zherikhin, K. N. Koshelev, and V. S. Letokhov, *Gain in the far VUV region due to transitions in multiply charged ions*, Sov. J. Quantum Electron. 6, 82-84 (1976)

A. A. Ilyukhin, G. V. Peregudov, E. N. Ragozin, I. I. Sobel'man and V. A. Chirkov, *Concerning the problem of lasers for the far ultraviolet 500-700Å*, Sov. JETP Lett. 25, 535-539 (1977)

D. L. Matthews, P. L. Hagelstein, M. D. Rosen, M. J. Eckart, N. M. Ceglio, A. U. Hazi, H. Medeck, B. J. MacGowan, J. E. Trebes, B. L. Whitten, E. M. Campbell, C. W. Hatcher, A. M. Hawryluk, R. L. Kauffman, L. D. Pleasance, G. Rambach, J. H. Scofield, G. Stone and T. A. Weaver, *Demonstration of a soft X-ray Amplifier*, Phys. Rev. Lett. 54, 110-113 (1985)

T. N. Lee, E. A. McLean and R. C. Elton, *Soft X-ray lasing in neonlike germanium and copper plasmas*, Phys. Rev. Lett. 59, 1185-1188 (1987)

A. Carillon, H. Z. Chen, P. Dhez, L. Dwivedi, J. Jacoby, P. Jaegle, G. Jamelot, Jie Zhang, M. H. Key, A. Kidd, A. Klisnick, R. Kodama, J. Krishnan, C. L. S. Lewis, D. Neely, P. Norreys, D. O'Neill, G. J. Pert, S. A. Ramsden, J. P. Raucourt, G. J. Tallents and J. Uhomobhi, *Saturated and near-diffraction-limited operation of an XUV laser at 23.6 nm*, Phys. Rev. Lett. 68, 2917-2920 (1992)

B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III, C. P. J. Barty and S. E. Harris, *Demonstration of a 10-Hz Femtosecond-Pulse-Driven XUV Laser at 41.8 nm in Xe IX*, Phys. Rev. Lett. 74, 1574-1577 (1995)

P. V. Nickles, V. N. Shlyaptsev, M. Kalachnikov, M. Schnürer, I. Will and W. Sandner, *Short pulse X-ray laser at 32.6 nm based on transient gain in Ne-like Titanium*, Phys. Rev. Lett. 78, 2748-2751 (1997)

J. Dunn, J. Nilsen, A. L. Osterheld, Y. Li and V. N. Shlyaptsev, *Demonstration of transient gain X-ray lasers near 20 nm for nickellike yttrium, zirconium, niobium, and molybdenum*, Opt. Lett. 24, 101-103 (1999)

G. Jamelot, D. Ros, A. Klisnick, Ph. Zeitoun, J. Dubau, J.-C. Lagron, L. Vanbostal, J.-P. Chambaret and M. Pittman, *Present state and future of laser-driven X-ray lasers in France : LASERIX*, Proc. of the 8th Int. Conf. on X-ray Lasers in Aspen, Colorado, AIP Conf. Proc. 641, 563-568 (2002)

- B. Rus, T. Mocek, A. R. Präg, M. Kozlová, G. Jamelot, A. Carillon, D. Ros, D. Joyeux, and D. Phalippou, *Multimillijoule, highly coherent X-ray laser at 21 nm operating in deep saturation through double-pass amplification*, Phys. Rev. A **66**, 063806 (2002)
- S. Sebban, T. Mocek, D. Ros, L. Upcraft, Ph. Balcou, R. Haroutunian, G. Grillon, B. Rus, A. Klisnick, A. Carillon, G. Jamelot, C. Valentin, A. Rousse, J. P. Rousseau, L. Notebaert, M. Pittman and D. Hulin, *Demonstration of a Ni-Like Kr Optical-Field-Ionization Collisional Soft X-Ray Laser at 32.8 nm*, Phys. Rev. Lett. **89**, 253901 (2002)
- T. Kawachi, M. Kado, M. Tanaka, N. Hasegawa, K. Nagashima, K. Sukegawa, P. Lu, K. Takahashi, S. Namba, M. Koike, A. Nagashima and Y. Kato, *Development of a Pumping Laser System for X-ray Laser Research*, Appl. Opt. **42**, 2198-2205 (2003)

Bibliographie de Jorge J. Rocca : **Laser X par décharge capillaire**

Le plus ancien article écrit par Rocca

- J. J. Rocca, J. D. Meyer and G. J. Collins, *Electron beam pumped cw Hg ion laser*, Appl. Phys. Lett. **40**, 300-302 (1982)

Laser X dans le schéma de recombinaison (1988-1993)

- J. J. Rocca, D. C. Beethe and M. C. Marconi, *Proposal for soft X-ray and XUV lasers in capillary discharges*, Opt. Lett. **13**, 565-567 (1988)
- M. C. Marconi, J. F. Schmerge and J. J. Rocca, *Light collection and wavelength calibration for an extreme ultraviolet diode array spectrograph*, Rev. Sci. Instrum. **60**, 966-969 (1989)
- M. C. Marconi and J. J. Rocca, *Time-resolved extreme ultraviolet emission from a highly ionized lithium capillary discharge*, Appl. Phys. Lett. **54**, 2180-2182 (1989)
- J. J. Rocca, M. C. Marconi and F. G. Tomasel, *Study of the soft X-ray emission from carbon ions in a capillary discharge*, IEEE J. Quantum Electron. **29**, 182-191 (1993)
- F. G. Tomasel, J. J. Rocca, O. D. Cortázar, B. T. Szapiro and R. W. Lee, *Plasma-density evolution in compact polyacetal capillary discharges*, Phys. Rev. E **47**, 3590-3597 (1993)

Abandon du schéma de recombinaison pour celui de l'excitation collisionnelle dans l'argon néonoïde (1993-1999)

- J. J. Rocca, O. D. Cortazar, B. Szapiro, K. Floyd and F. G. Tomasel, *Fast-discharge excitation of hot capillary plasmas for Soft X-ray Amplifiers*, Phys. Rev. E **47**, 1299-1304 (1993)
- J. J. Rocca, O. D. Cortazar, F. G. Tomasel and B. Szapiro, *Efficient generation of highly ionized calcium and titanium plasma columns for collisionally excited soft X-ray lasers in a fast capillary discharge*, Phys. Rev. E **48**, R2378-R2381 (1993)
- J. J. Rocca, V. Shlyaptsev, F. G. Tomasel, O. D. Cortazar, D. Hartshorn and J. L. A. Chilla, *Demonstration of a Discharge Pumped Table-Top Soft X-ray Laser*, Phys. Rev. Lett. **73**, 2192-2195 (1994)
- J. J. Rocca, F. G. Tomasel, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, J. L. A. Chilla, B. T. Szapiro and G. Giudicce, *Discharge-pumped soft X-ray laser in neon-like argon*, Phys. Plasmas **2**, 2547-2554 (1995)
- F. G. Tomasel, V. N. Shlyaptsev and J. J. Rocca, *Enhanced beam characteristics of a discharge-pumped soft X-ray amplifier by an axial magnetic field*, Phys. Rev. A **54**, 2474-2478 (1996)
- J. J. Rocca, D. P. Clark, J. L. A. Chilla and V. N. Shlyaptsev, *Energy Extraction and Achievement of the Saturation Limit in a Discharge-Pumped Table-Top Soft X-Ray Amplifier*, Phys. Rev. Lett. **77**, 1476-1479 (1996)
- F. G. Tomasel, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev and C. D. Macchietto, *Lasing at 60.8 nm in Ne-like sulfur ions in ablated material excited by a capillary discharge*, Phys. Rev. A **55**, 1437-1440 (1997)
- M. C. Marconi, J. L. A. Chilla, C. H. Moreno, B. R. Benware and J. J. Rocca, *Measurement of the Spatial Coherence Buildup in a Discharge Pumped Table-Top Soft X-Ray Laser*, Phys. Rev. Lett. **79**, 2799-2802 (1997)
- B. R. Benware, C. H. Moreno, D. J. Burd and J. J. Rocca, *Operation and output pulse characteristics of an extremely compact capillary-discharge tabletop soft X-ray laser*, Opt. Lett. **22**, 796-798 (1997)
- C. H. Moreno, M. C. Marconi, V. N. Shlyaptsev, B. R. Benware, C. D. Macchietto, J. L. A. Chilla, J. J. Rocca and A. L. Osterheld, *Two-dimensional near-field and far-field imaging of a Ne-like Ar capillary discharge table-top soft X-ray laser*, Phys. Rev. A **58**, 1509-1514 (1998)
- B. R. Benware, C. D. Macchietto, C. H. Moreno and J. J. Rocca, *Demonstration of a High Average Power Tabletop Soft X-ray Laser*, Phys. Rev. Lett. **81**, 5804-5807 (1998)
- C. D. Macchietto, B. R. Benware and J. J. Rocca, *Generation of millijoule-level soft X-ray laser pulses at a 4-Hz repetition rate in a highly saturated tabletop capillary discharge amplifier* Opt. Lett. **24**, 1115-1117 (1999)
- J. J. Rocca, *Table-Top Soft X-ray Lasers*, Rev. Sci. Instrum. **70**, 3799-3827 (1999)

Perfectionnement du laser X dans l'argon, développement d'applications, exploration de nouvelles voies (depuis 1999)

- C. H. Moreno, M. C. Marconi, K. Kanizay, J. J. Rocca, Yu. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov and Yu. A. Pershin, *Soft X-ray laser interferometry of a pinch discharge using a tabletop laser*, Phys. Rev. E **60**, 911-917 (1999)
- M. Frati, M. Seminario and J. J. Rocca, *Demonstration of a 10- μ J tabletop laser at 52.9nm in neonlike chlorine*, Opt. Lett. **25**, 1022-1024 (2000)
- Y. Liu, M. Seminario, F. G. Tomasel, C. Chang, J. J. Rocca and D. T. Attwood, *Achievement of essentially full spatial coherence in a high-average-power soft X-ray laser*, Phys. Rev. A **63**, 033802 (2001)
- B. R. Benware, M. Seminario, A. L. Lecher, J. J. Rocca, Yu. A. Uspenskii, A. V. Vinogradov, V. V. Kondratenko, Yu. P. Pershing and B. Bach, *Generation and application of a high-average-power polarized soft X-ray laser beam*, J. Opt. Soc. Am. B **18**, 1041-1045 (2001)
- K. A. Janulewicz, J. J. Rocca, F. Bortolotto, M. P. Kalachnikov, V. N. Shlyaptsev, W. Sandner and P. V. Nickles, *Demonstration of a hybrid collisional soft X-ray laser*, Phys. Rev. A **63**, 033803 (2001)
- J. J. Gonzalez, M. Frati, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev and A. L. Osterheld, *High-power-density capillary discharge plasma columns for shorter wavelength discharge-pumped soft X-ray lasers*, Phys. Rev. E **65**, 026404 (2002)
- A. Rahman, E. C. Hammarsten, S. Sakadzic, J. J. Rocca, V. N. Shlyaptsev, A. Osterheld and J.-F. Wyart, *Excitation of the 13.2 nm laser line of Nickel-like Cd in a capillary discharge plasma column*, Proc. of the 8th Int. Conf. on X-ray Lasers in Aspen, Colorado, AIP Conf. Proc. **641**, 113-118 (2002)
- S. Le Pape, Ph. Zeitoun, M. Idir, P. Dhez, J. J. Rocca and M. François, *Electromagnetic-Field Distribution Measurements in the Soft X-Ray Range : Full Characterization of a Soft X-Ray Laser Beam*, Phys. Rev. Lett. **88**, 183901 (2002)
- J. Filevich, J. J. Rocca, E. Jankowska, E. C. Hammarsten, K. Kanizay, M. C. Marconi, S. J. Moon and V. N. Shlyaptsev, *Two-dimensional effects in laser-created plasmas measured with soft X-ray laser interferometry*, Phys. Rev. E **67**, 056409 (2003)
- J. J. Rocca, E. C. Hammarsten, E. Jankowska, J. Filevich, M. C. Marconi, S. Moon and V. N. Shlyaptsev, *Application of extremely compact capillary discharge soft X-ray lasers to dense plasma diagnostics*, Phys. Plasmas **10**, 2021-2028 (2003)
- J. J. Rocca, J. Filevich, E. C. Hammarsten, E. Jankowska, B. Benware, M. C. Marconi, B. Luther, A. Vinogradov, I. Artiukov, S. Moon and V. N. Shlyaptsev, *Extremely compact soft X-ray lasers based on capillary discharges*, Nucl. Instr. and Meth. A **507**, 515-522 (2003)

Articles sur le laser X par décharge électrique (hors Rocca)

Laser X par décharge Z-pinch de grand énergie

- F. C. Young, S. J. Stephanakis, V. E. Scherrer, B. L. Welch, G. Mehlman, P. G. Burkhalter and J. P. Apruzese, *Implosion of Sodium-bearing capillary-discharge plasmas for X-ray laser experiments*, Appl. Phys. Lett. **50**, 1053-1055 (1987)
- J. Davis, R. Clark, J. P. Apruzese and P. C. Kepple, *A Z-pinch neonlike X-ray laser*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 482-490 (1988)
- M. Krishnan, T. Nash and P. D. Lepell, *Research into pulsed power-driven recombination lasers*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 491-496 (1988)
- S. J. Stephanakis, J. P. Apruzese, P. G. Burkhalter, G. Cooperstein, J. Davis, D. D. Hinshelwood, G. Mehlman, D. Mosher, P. F. Ottinger, V. E. Scherrer, J. W. Thornhill, B. L. Welch and F. C. Young, *Development of a Sodium-pump/Neon-lasant photopumped soft X-ray laser*, IEEE Trans. Plasma Sci. **16**, 472-481 (1988)
- J. L. Porter, R. B. Spielman, M. K. Matzen, E. J. McGuire, L. E. Ruggles, M. F. Vargas, J. P. Apruzese, R. W. Clark and J. Davis, *Demonstration of population inversion by resonant photopumping in a neon gas cell irradiated by a sodium Z pinch*, Phys. Rev. Lett. **68**, 796-799 (1992)

Laser X par décharge capillaire dans le schéma de recombinaison

- C. Steden and H. -J. Kunze, *Observation of gain at 18.22 nm in the carbon plasma of a capillary discharge*, Phys. Lett. A **151**, 534-537 (1990)
- S. Glenzer and H. -J. Kunze, *Amplification of extreme-ultraviolet radiation in a gas-liner pinch plasma*, Phys. Rev. E **49**, 1586-1593 (1994)
- H.-J. Shin, D.-E. Kim and T.-N. Lee, *Soft X-ray amplification in a capillary discharge*, Phys. Rev. E **50**, 1376-1382 (1994)
- M. Hebenstreit, R. Fertner, T. Neger, M. Pöckl and F. Aumayr, *An experimental investigation of ablative capillary discharges as possible sources for amplified spontaneous emission in the XUV*, J. Phys. D: Appl. Phys. **29**, 1933-1940 (1996)
- T. Wagner, E. Eberl, K. Frank, W. Hartmann, D. H. H. Hoffmann and R. Tkotz, *XUV Amplification in a Recombining Z-Pinch Plasma*, Phys. Rev. Lett. **76**, 3124-3127 (1996)
- D. Hong, C. Cachoncinlle, W. Rosenfeld, R. Dussart, N. Richard, R. Vilardosa, J.M. Pouvesle et C. Fleurier, *Décharges capillaires pour la production de rayonnement X-mou cohérent et incohérent*, J. Phys. IV **9**(Pr5), 35-38 (1999)

Laser X par décharge capillaire dans le schéma d'excitation collisionnelle

- A. Ben-Kish, M. Shuker, R. A. Nemirovsky, A. Fisher, A. Ron, and J. L. Schwob, *Plasma Dynamics in Capillary Discharge Soft X-ray Lasers*, Phys. Rev. Lett. **87**, 015002 (2001)
- G. Niimi, Y. Hayashi, M. Nakajima, M. Watanabe, A. Okino, K. Horioka and E. Hotta, *Observation of multi-pulse soft X-ray lasing in a fast capillary discharge*, J. Phys. D: Appl. Phys. **34**, 2123-2126 (2001)
- G. Tomassetti, A. Ritucci, A. Reale, L. Palladino, L. Reale, S.V. Kukhlevsky, F. Flora, L. Mezi, J. Kaiser, A. Faenov and T. Pikuz, *Capillary discharge soft X-ray lasing in Ne-like Ar pumped by long current pulses*, Eur. Phys. J. D **19**, 73-77 (2002)

Sources intenses de rayonnement XUV par décharge capillaire

- P. Bogen, H. Conrads, G. Gatti and W. Kohlhaas, *Continuum Radiation Source of High Intensity*, J. Opt. Soc. Am. **58**, 203-206 (1968)
- R. A. McCorkle and H. J. Vollmer, *Physical Properties of an electron beam - sliding spark device*, Rev. Sci. Instrum. **48**, 1055-1063 (1977)
- R. A. McCorkle, *The high-power sliding-spark capillary discharge in vacuum : variations and applications*, Appl. Phys. A **26**, 261-270 (1981)
- K. Frank and J. Christiansen, *The fundamentals of the pseudospark and its applications*, IEEE Trans. Plasma Sci. **17**, 748-753 (1989)
- M. A. Klosner and W. T. Silfvast, *Intense xenon capillary discharge extreme-ultraviolet source in the 10-16 nm wavelength region*, Opt. Lett. **23**, 1609-1611 (1998)
- C. Cachoncinlle, R. Dussart, E. Robert, S. Götze, J. Pons, S. R. Mohanty, R. Viladrosa, C. Fleurier and J. M. Pouvesle, *Capillary discharge sources of hard UV radiation*, Plasma Sources Sci. Technol. **11**, A64-A68 (2002)

Sites Internet utiles

Sites des sociétés savantes et des revues scientifiques

www.aip.org

American Institute of Physics, qui édite le mensuel *Physics Today* et les revues *Journal of Applied Physics*, *Applied Physics Letters*, *Review of Scientific Instruments* et *Physics of Plasmas*, entre autres.

www.aps.org, prola.aps.org

American Physical Society, qui édite la prestigieuse *Physical Review*. Tous les résumés des articles depuis 1893 peuvent être consultés sans abonnement sur le *Physical Review OnLine Archive*.

www.elsevier.nl, www.sciencedirect.com

Elsevier, maison d'édition scientifique hollandaise, qui publie notamment *Physics Letters* et *Optics Communications*.

www.eps.org

European Physical Society, qui regroupe 38 sociétés de physique de pays européens, ce qui représente en tout près de 80 000 personnes.

www.ieee.org

Institute of Electrical and Electronics Engineers, communément appelée I3E. Ses journaux spécialisés sont des références en la matière. Dans notre champ de recherche, les publications sont dans les *Transactions on Plasma Science* et dans le *Journal of Quantum Electronics*.

www.iop.org

Institute of Physics, institution britannique qui édite le mensuel *Physics World* et la série des *Journal of Physics*.

www.osa.org, www.opticsinfobase.org

Optical Society of America, qui édite en plus des journaux *JOSA A* et *B* les revues *Applied Optics* et *Optics Letters*.

sfp.in2p3.fr, www.edpsciences.org, gap2.lpgp.u-psud.fr/sfp/

Société Française de Physique, fondée en 1873, la maison d'édition associée *Editions De Physique* et la division de spécialité *Physique des Plasmas*.

www.spie.org

The International Society for Optical Engineering, ancienne *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers*, qui édite *Optical Engineering* et de nombreux *Proceedings* de conférences.

Bases de données accessibles sur le réseau

www-cxro.lbl.gov/

Center for X-Ray Optics, base de données interactive de transmission des solides et des gaz entre 0,04 et 124 nm. On trouve aussi les indices de réfraction et des données de réflectivité de miroirs et de couches minces.

ep.espacenet.com/

Esp@ceNet, base de données en libre accès de brevets déposés dans le monde entier, gérée par l'Office Européen des Brevets.

www.lpgp.u-psud.fr/gaphyor/gaphyor.html

GAPHYOR, base de données numériques et bibliographiques sur les collisions entre particules (électrons, photons, atomes, ions, molécules).

www.goodfellow.com

Goodfellow, ce fournisseur de matériaux possède des fiches techniques très complètes.

cfa-www.harvard.edu/amdata/ampdata/kelly/kelly.html

Kelly Atomic Line Database, base de données interactive des raies émises par les atomes et les ions en dessous de 250 nm, jusqu'à 0,1 nm. On peut choisir le domaine spectral, le numéro atomique et le degré d'ionisation.

adswww.harvard.edu

NASA Astrophysics Data System, base de données bibliographiques en astronomie, instrumentation et physique. C'est dans cette base de données que nous avons trouvé les articles du *Astrophysical Journal* datant de 1893.

physics.nist.gov/PhysRefData/

NIST Physical Reference Data, base de données générale de physique du *National Institute of Standards and Technology*. On y trouve notamment des données de spectroscopie atomique et moléculaire.

www.webelements.com

Webelements, table périodique des éléments interactive, une multitude de données physiques et chimiques.

